

**Aufbau eines Quadrupolspektrometers
und Untersuchungen
zu α -Rotator-Strukturen**

Gerhard Gaul

1975

AUFBAU EINES QUADROPOLSPEKTROMETERS
UND UNTERSUCHUNGEN
ZU α - ROTATOR - STRUKTUREN

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München



vorgelegt von
Gerhard Gaul
aus Heidelberg
Dezember 1974



1. Berichterstatter Prof.Dr. R.Santo

2. Berichterstatter Prof.Dr. W.Hering

Tag der mündlicher Prüfung: 6.März 1975



Digitized by the Internet Archive
in 2026

INHALTSVERZEICHNIS

I)	Zusammenfassung	1
II)	Einleitung	5
III)	Aufbau und Funktion des Meßplatzes	7
	1) Die Streukammer	7
	a) Die Banddichtung	7
	b) Zentraler Kammerfuß	11
	c) Untere Detektorplatte	12
	d) Kammerdeckel und obere Detektorplatte	12
	e) Kammermantel	14
	f) Kollimatorsystem	15
	g) Vakuumsystem	17
	2) Das Quadrupolspektrometer	18
	3) Die Drehlafette	20
	4) Die Justierung von Drehlafette und Streukammer	21
	5) Der Betrieb der Streukammer	22
IV)	Das Quadrupolspektrometer	23
	A) Grundlagen	23
	1) Grundlegende Eigenschaften eines Quadrupol- spektrometers	23
	2) Die Bahngleichungen in linearer Näherung	24
	3) Die chromatische Aberration	31
	4) Die Punkt-zu-Punkt-Abbildung	31
	B) Die Berechnung der Transmissionsfunktion des Quadrupolspektrometers	33
	1) Die Streuung des Ergebnisses	35
	2) Die Berücksichtigung von Randbedingungen	38
	3) Die Bestimmung der Linsenparameter k_1^0 und k_2^0 ...	40
	4) Berechnung der Transmissionsfunktion in Abhängig- keit von der magnetischen Steifigkeit	44

C)	Der Einfluß verschiedener Parameter auf die Transmissionsfunktion	47
1)	Einfluß der effektiven Länge der Singletts	47
2)	Einfluß der Wahl der Linsenparameter k_1^0 , k_2^0	48
3)	Einfluß der Strahlfleckgröße	52
4)	Einfluß einer Versetzung des Mittelpunktes des Strahlflecks	52
5)	Einfluß der Öffnung des Schlitzsystems vor dem Spektrometer	53
D)	Der Einfluß von Blendensystemen im Quadrupolspektrometer auf die Transmissionsfunktion	61
1)	Die Wirkung von Blenden vor und nach dem Quadrupoldublett	61
2)	Anwendungsbeispiele des Quadrupolspektrometers mit einem Blendensystem	72
E)	Verwendung des Quadrupolspektrometers für Flugzeitmessungen	78
F)	Betrieb und Test des Quadrupolspektrometers	83
1)	Technische Daten	83
2)	Bestimmung des zur Fokussierung notwendigen Gradienten	85
3)	Bestimmung der Abmessungen des Bildflecks	85
4)	Experimentelle Bestimmung der Transmissionsfunktion	87
v)	Anomalien der elastischen α -Streuung und quasimolekulare Rotationszustände	95
1)	Oberblick über den Stand der Untersuchungen zu Anomalie der elastischen α -Streuung	95
2)	Untersuchungen zum Isotopeneffekt in der elastischen α -Streuung - Messung der ^{40}K (α , α)-Winkelverteilung bei 24.1 MeV	100
a)	Experimentelle Technik	100
b)	Ergebnis der ^{40}K (α , α)-Messung bei 24.1 MeV ...	101
3)	Mikroskopische Rechnungen und quasimolekulare α -Rotationszustände	105

4) Messung der Reaktion $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li},d)$ bei $E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$ mit dem Quadrupolspektrometer	113
a) Experimentelle Technik	113
b) Ergebnis der $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li},d)$ -Messung	115
VI) Schlußbemerkungen	120
Verzeichnis der Abbildungen	
Literaturverzeichnis	

I) Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde im Beschleunigerlabor Garching ein doppelfokussierendes Quadrupolspektrometer aufgebaut.

In Kombination mit der gleichzeitig errichteten Bandkammer sind Messungen mit dem Spektrometer im Winkelbereich zwischen -50° und 125° möglich.

Die Konstruktion der Bandkammer erlaubt jedoch noch weitergehende Anwendungen bei kernphysikalischen Messungen (z.B. Flugzeitmessungen, Messungen mit Proportionalzählrohren und Ionisationskammern).

Mit dem Quadrupolspektrometer können vom Target ausgehende Reaktionsprodukte auf einen im Abstand von 1.87 m vom Target befindlichen Detektor fokussiert werden. Durch geeignete Wahl der Feldgradienten der Singletts kann erreicht werden, daß der Raumwinkel des Spektrometers für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 maximal wird. Beim gegenwärtigen Aufbau beträgt der größtmögliche Raumwinkel 2.9 msterad.

Aufgrund der chromatischen Aberration des Quadrupoldubletts hängt die Ausleuchtung des Detektors von der magnetischen Steifigkeit R der Reaktionsprodukte ab. Dies führt zu einer Abhängigkeit des effektiven Raumwinkels des Spektrometers von der magnetischen Steifigkeit.

Zur Berechnung des Raumwinkels als Funktion der magnetischen Steifigkeit wurde das FORTRAN-Programm QSPEK geschrieben. Ausgehend von den Phasenraumkoordinaten (x_0, x'_0, y_0, y'_0) werden hierzu Teilchenbahnen mit Hilfe des Matrizenformalismus vom Target durch das Spektrometer bis zum Detektor verfolgt. Die Anfangswerte der Phasen-

raumkoordinaten werden dabei durch gleichverteilte Zufallszahlen erzeugt. Die hierbei zugelassenen Werte von (x_0, y_0) werden durch die Abmessungen des Strahlflecks auf dem Target bestimmt, die Divergenzen (x'_0, y'_0) durch die Öffnung eines vor dem 1. Quadrupolsingletts befindlichen, veränderlichen Schlitzsystems.

Verfolgt man nun die Bahnen einer hinreichend großen Zahl von Teilchen mit zufällig verteilten Anfangskoordinaten, so ergibt sich aus dem Verhältnis der vom Schlitzsystem akzeptierten Bahnen zu den innerhalb der Detektorblende endenden Bahnen und dem geometrischen Raumwinkel des Schlitzsystems auf einfache Weise der effektive Raumwinkel des Quadrupolspektrometers.

Da bei diesem Rechenverfahren die Teilchenkoordinaten an einer beliebigen Stelle innerhalb des Spektrometers berechnet werden können, lassen sich alle experimentellen Randbedingungen exakt berücksichtigen.

Damit kann der Einfluß der Strahlfleckgröße, der Versetzung des Mittelpunktes des Strahlflecks, der Schlitzöffnung und des Durchmessers der Detektorblende auf die Transmissionsfunktion (Abhängigkeit des Raumwinkels von der magnetischen Steifigkeit) quantitativ diskutiert werden.

Durch den Einbau von Kreis- und Lochblenden geeigneter Größe in das Spektrometer kann der Bereich der vom Detektor akzeptierten magnetischen Steifigkeiten so weit beschränkt werden, daß Messungen mit dem Spektrometer selbst unter 0° möglich werden. Der Einfluß von Blenden wird allgemein und anhand konkreter Anwendungsbeispiele diskutiert.

Da bei einem Quadrupolspektrometer die Reaktionsprodukte durch geeignete Wahl der Feldgradienten in den Detektor fokussiert werden können, hängt der Raumwinkel nicht von der Entfernung des Detektors vom Target ab. Damit werden Flugzeitmessungen mit langer Flugstrecke ohne Minderung des Raumwinkels möglich. Der Einfluß der unterschiedlichen Bahnlängen im Quadrupolspektrometer auf die Zeitauflösung wird berechnet. Beim gegenwärtigen Aufbau beträgt die relative Zeitunschärfe aufgrund unterschiedlicher Bahnlängen maximal 0.1 %.

Der Test zur Überprüfung der Funktion des Quadrupolspektrometers wurde im Rahmen von ^{40}Ca ($^6\text{Li}, d$)-Messungen ($E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$) durchgeführt. Durch Vergleich der bei dieser Messung mit dem Spektrometer analysierten Protonen-, Deuteronen- und Tritonenspektren mit den bei der gleichen Messung mit einem Halbleiterteleskop gewonnenen Spektren wurde die Transmissionsfunktion des Quadrupolspektrometers experimentell bestimmt.

Der allgemeine Verlauf von experimenteller und berechneter Transmissionsfunktion stimmen gut überein.

Zur Erklärung der bei zahlreichen Kernen der Ca-Gegend beobachteten Anomalie des Wirkungsquerschnitts der elastischen α -Streuung wurden im Laufe der Zeit eine Reihe von Modellvorstellungen entwickelt (s. S. 98). Experimentelle Tatsachen und mikroskopische antisymmetrisierte Rechnungen, die das Bild eines quasimolekularen Rotationszustandes des Systems α - ^{40}Ca nahelegen, werden diskutiert. Die in der elastischen α -Streuung an ^{40}Ca beobachteten Drehimpulsresonanzen folgen recht gut dem $L(L+1)$ -Gesetz des Rotators. Die Extrapolation dieser Rotationsbande läßt auf die Lage des ($L=0^+$)-Bandenkopfes bei einer Anregungsenergie von 11.4 MeV in ^{44}Ti schließen.

Im Rahmen der als Funktionstest für das Spektrometer durchgeführten ^{40}Ca ($^6\text{Li}, d$)-Messungen bei $E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$ wurde nach solchen hochangeregten Zuständen in ^{44}Ti gesucht. Bei einer Anregungsenergie von $E_x = (11.1 \pm 0.1) \text{ MeV}$ in ^{44}Ti wurde ein stark bevölkerter Zustand gefunden, der als Kandidat für den bei dieser Energie vermuteten ($L=0^+$)-Bandenkopf betrachtet werden kann. Eine eindeutige Spinzuordnung war nicht möglich.

Zur Untersuchung des in der elastischen α -Streuung an Kernen der $1p, (2s-1d)$ und $f(7/2)$ -Schale beobachteten Isotopeneffekts wurde die Winkelverteilung der elastischen α -Streuung an ^{40}K bei 24.1 MeV bis zu Winkeln von 170° gemessen. Die Winkelverteilung weist in Rückwärtswinkeln den gleichen anomalen Anstieg des Wirkungsquerschnitts auf, der auch bei der Streuung an ^{41}Ca - einem Kern mit ähnlicher Neutronenstruktur - beobachtet wird. Der Zusammenhang zwischen den Anomalien der elastischen α -Streuung und der Neutronenstruktur der Kerne wird diskutiert.

II) Einleitung

Mit der Entwicklung von Tandem-van-de-Graff-Beschleunigern geringer Energieunschärfe wurden hochauflösende Magnetspektrometer unentbehrliche Instrumente zur Untersuchung von Kernreaktionen.

Heutige Spektrometer (z.B. Q 3 D) vereinen dabei eine hohe Energieauflösung mit einem großen Raumwinkel.

Diese zunächst widersprüchlich erscheinenden Eigenschaften werden erst durch eine komplizierte Anordnung von Dipol- und Quadrupolmagneten sowie Multipolelementen zur Korrektur der kinematischen Energieverbreitung möglich.

Verständlicherweise erfordert der Betrieb eines solchen Spektrographen einen hohen finanziellen und technologischen Aufwand. Bei einer Vielzahl von kernphysikalischen Experimenten reicht jedoch bereits die mit üblichen Si-Halbleiterdetektoren erzielbare Energieauflösung von etwa 20 keV aus.

Messungen von Kernreaktionen mit geringem Wirkungsquerschnitt mit einem solchen Detektor werden durch die stets vorhandene elastische Streuung oft erschwert. Dies trifft besonders bei Messungen unter sehr kleinen Winkeln zu, bei denen die elastische Streuung weit stärker als jeder andere Reaktionskanal ist.

Was man deshalb anstrebt, ist ein Gerät, das den großen Raumwinkel und die Selektivität für magnetische Steifigkeiten eines Magnetspektrographen mit der einfachen Handhabung eines Halbleiterdetektors verbindet. Ein solches Instrument ist das doppelfokussierende Quadrupolspektrometer (GRE 70, GRE 71). Bei einem solchen Spektrometer werden vom Target ausgehende Reaktionsprodukte durch ein Quadrupol-

dublett auf einen Detektor fokussiert.

Anders als bei üblichen Magnetspektrographen, die nur in einer Richtung fokussieren und deshalb eine ausgedehnte Fokalebene besitzen, führt die doppelfokussierende Wirkung des Quadrupoldubletts zu einem kleinen Bildfleck und ermöglicht dadurch den Einsatz von Halbleiterdetektoren zum Nachweis der Teilchen.

Die chromatische Aberration des Quadrupoldubletts bewirkt eine verschieden starke Ausleuchtung des Detektors für Teilchen unterschiedlicher magnetischer Steifigkeit und führt damit zu einer Abhängigkeit des Raumwinkels des Spektrometers von der magnetischen Steifigkeit.

Im folgenden Teil der Arbeit werden Aufbau und Test eines Quadrupolspektrometers beschrieben; außerdem werden anhand zahlreichen Rechnungen Einsatzmöglichkeiten für das Spektrometer aufgezeigt.

III) Aufbau und Funktion des Meßplatzes

Eine schematische Übersicht des gesamten am Beschleunigerlabor Garching aufgebauten Meßplatzes zeigt Abb. 1. Alle ortsfesten Teile sind dabei schraffiert eingezeichnet. Die Meßapparatur kann in drei Hauptkomponenten aufgeteilt werden: Streukammer mit Kollimatorsystem, Quadrupolspektrometer und Drehlafette.

1) Die Streukammer

Bei der verwendeten Streukammer handelt es sich um eine sogenannte Bandkammer, deren Konstruktionsprinzip im Hinblick auf die geplanten vielseitigen Anwendungen besonders vorteilhaft ist.

Herkömmliche Streukammern sind im allgemeinen ortsfest bezüglich der Richtung des Strahls aufgebaut. Einzig drehbares Teil ist dabei der Kammerdeckel, der als Montageplatte für Detektorsysteme dient.

Im Gegensatz zu dieser Bauweise dreht sich bei einer Bandkammer die gesamte Kammer um den ortsfesten Strahleintritt der Kammer. Dies bedingt besondere konstruktive Maßnahmen.

a) Die Banddichtung

Der ortsfeste Kammereintritt besteht aus einem 6.5 cm breiten und 170cm langen hochpolierten Stahlband und einem damit vakuumdicht verbundenen Flansch (NW 20). Dieser Flansch ist auf einer Seite mit dem Strahlrohrsystem durch einen Federbalg flexibel verbunden, auf der anderen Seite - innerhalb der Kammer - durch eine Halteklammer (Abb. 2) mit dem orts-

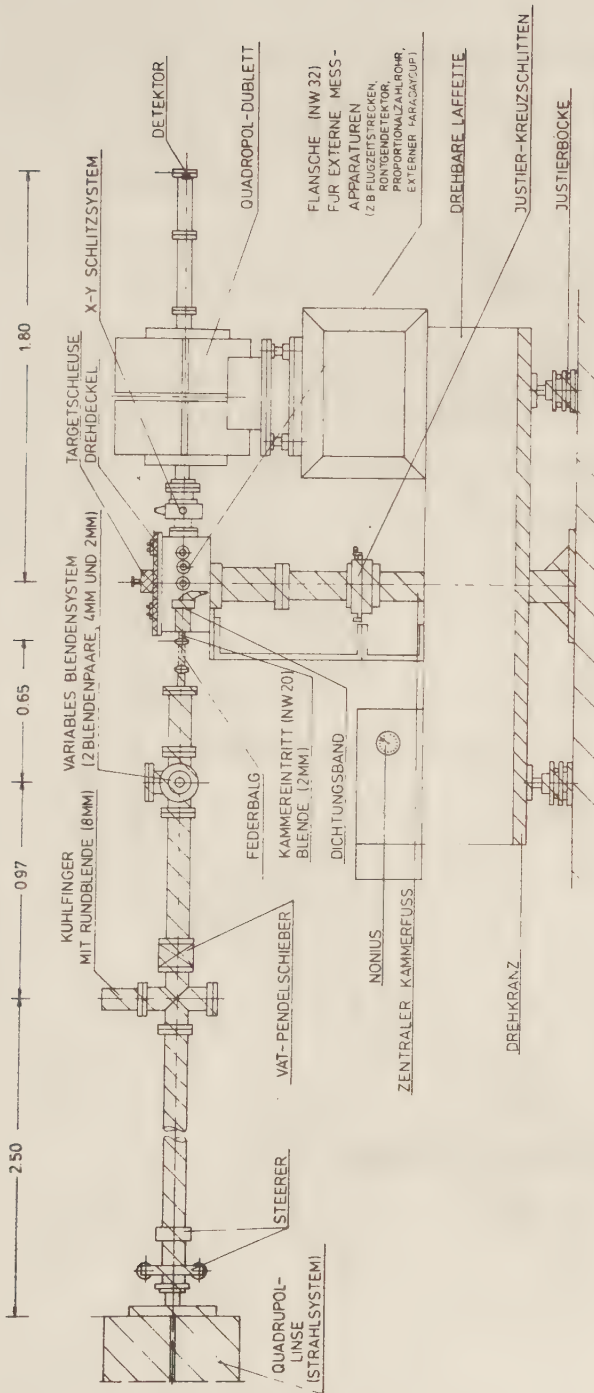


Abb. 1 Überblick über den Aufbau des Meßplatzes
(schraffierte Teile sind ortsfest)

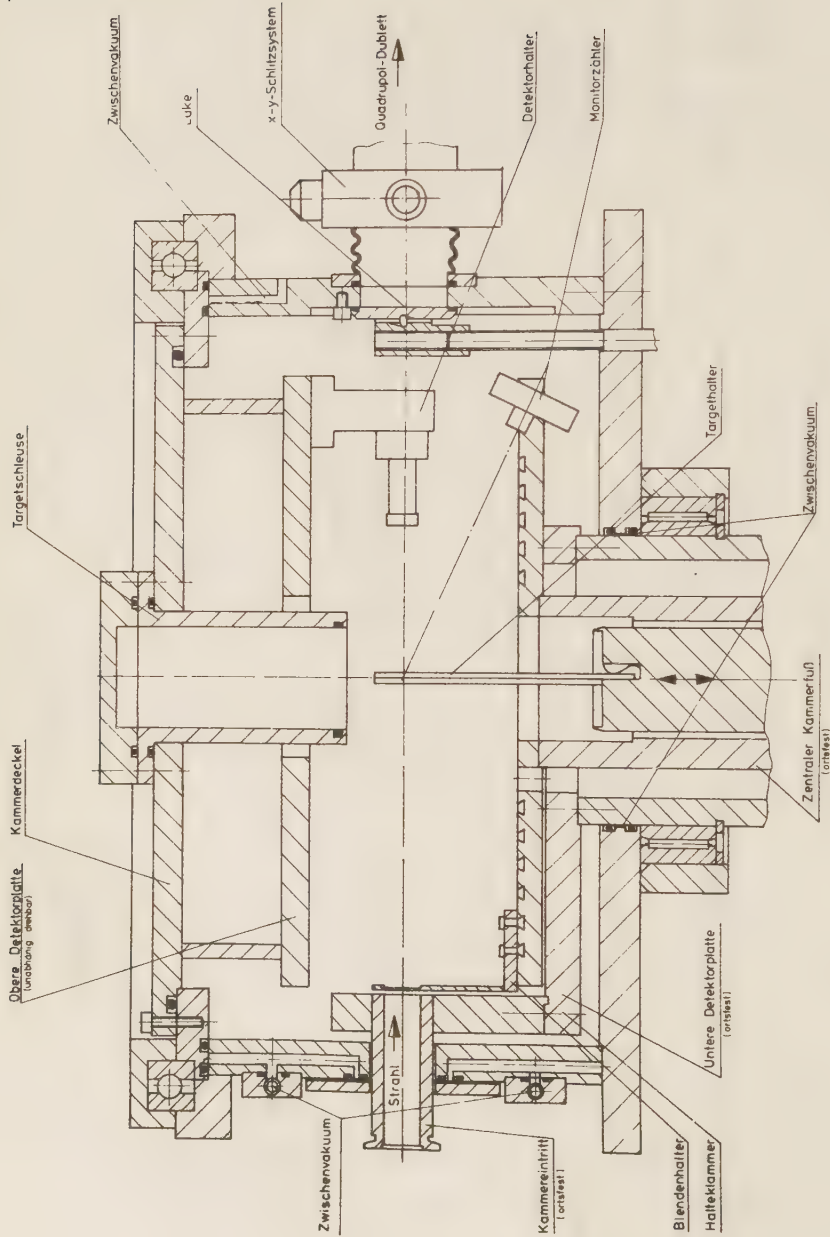


Abb. 2 Querschnitt der Bandkammer

festen zentralen Kammerfuß fest verbunden. Dadurch wird die Fixierung des Kammereintritts erreicht. Der Flansch läuft dabei in einem ca. 175° umspannenden Schlitz, der in den Umfang des Kammermantels gefräst ist. Beim Drehen der Kammer bleiben somit Eintritt und Stahlband ortsfest, und die Kammer dreht sich auf einem Lager um den zentralen Kammerfuß (Abb. 2).

Das Stahlband erfüllt dabei die Funktion einer gleitenden Dichtung. Um die Anforderungen an das Endvakuum (ca. 10^{-6} Torr) zu erfüllen, ist ein Zwischenvakuum notwendig. Hierzu sind in Nuten im Kammermantel - den gesamten Umfang des Eintrittsschlitzes umspannend - zwei O-Ringe eingelegt (Abb. 3).

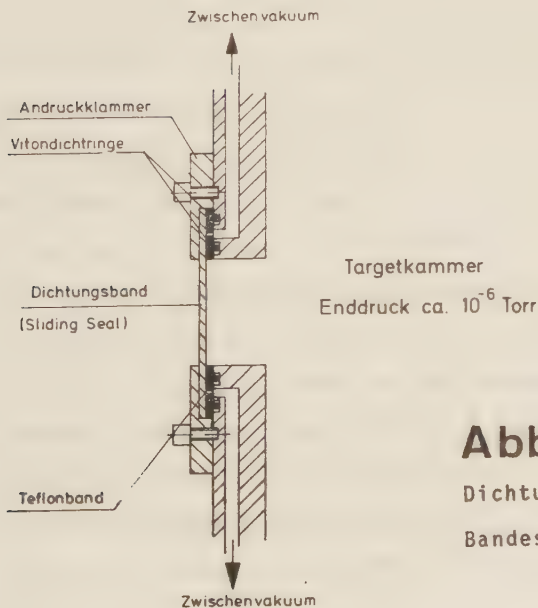


Abb. 3

Dichtung des gleitenden
Bandes

Der Raum zwischen den Dichtringen wird durch in den Kammermantel gebohrte Kanäle (Abb. 2 u. 3) mit einer Vorvakuumpumpe abgepumpt. Der äußere O-Ring dichtet somit zwischen Atmosphärendruck und dem Zwischenvakuum (ca. 10^{-2} Torr), der innere zwischen Hochvakuum (ca. 10^{-6} Torr) und Zwischenvakuum. Auf diese Vitondichtringe wird mittels Andruckklammern (Abb. 3) das polierte Stahlband gedrückt. Zur Gewährleistung einer einwandfreien Dichtung ist hierzu ein hoher Anpreßdruck erforderlich. Um unter diesen Bedingungen beim Drehen der Kammer ein gutes Gleiten des Bandes zu erreichen, wurde zwischen das Stahlband und die O-Ringe ein dünnes Teflonband gelegt. Das Stahlband gleitet somit unmittelbar auf dem Teflonband (Abb. 3). Eine Beeinträchtigung der Dichtwirkung ist dadurch nicht gegeben.

b) Zentraler Kammerfuß

Der ortsfeste zentrale Kammerfuß definiert den Mittel- und Drehpunkt der Streukammer und dient gleichzeitig als Lagerpunkt. Um ihn dreht sich die gesamte Streukammer. Dies bedingt, ähnlich wie beim Band, eine O-Ring-Dichtung zwischen Kammer und Fuß. Um beim Drehen der Kammer eine verlässliche Dichtung zu erreichen, wird auch hier zwischen zwei O-Ringen ein Zwischenvakuum erzeugt (Abb. 2). Innerhalb des Fußes befindet sich der Stempel zur Aufnahme des Targethalters (Abb. 2). Mittels zweier, ebenfalls mit O-Ringen und Zwischenvakuum gedichteter Drehdurchführungen, läßt sich dieser Stempel sowohl in vertikaler als auch in azimuthaler Richtung kontinuierlich bewegen.

c) Untere Detektorplatte

Die untere Detektorplatte ist fest mit dem zentralen Kammerfuß verbunden und damit ebenfalls ortsfest (Abb. 2 und 4). Sie eignet sich deshalb nur für Messungen unter konstantem Winkel. Auf ihr ist unter 0° der interne Faraday-Cup zur Ladungsmessung und Stopfung des einlaufenden Strahls montiert. Im Gegensatz zu üblichen Streukammern liegt bei der Bandkammer dem Strahleintritt nicht immer ein Strahlaustritt gegenüber, so daß der Strahl innerhalb der Kammer gestoppt werden muß. Die Montage innerhalb der Kammer aber erfordert einen hinreichend kleinen Faraday-Cup. Dies bedingt Probleme bei der Ladungsmessung durch die aus dem Cup austretenden Sekundärelektronen.

Zur ständigen Kontrolle der Ladungsmessung und zur unabhängigen Normierung der Messung ist deshalb auf der unteren Detektorplatte ein Monitorzähler fest installiert. Er schaut dabei schräg von unten auf das Target (Abb. 2 und 4).

d) Kammerdeckel und obere Detektorplatte

Der Streukammerdeckel ist unabhängig von der Stellung der Kammer beliebig drehbar. An ihm befestigt ist die obere Detektorplatte mit radialen Nuten. Auf ihr können die im Beschleunigerlabor verwendeten standardisierten Detektorhalterungen montiert werden (Abb. 2). Aus einer auf den Deckel eingravierten Gradeinteilung lässt sich dann die Stellung des Detektors bestimmen. Dabei ist zu beachten, daß eine Drehung der gesamten Kammer zunächst auch mit einer Drehung des Kammerdeckels gekoppelt ist, da der Deckel nicht mit einem orts-

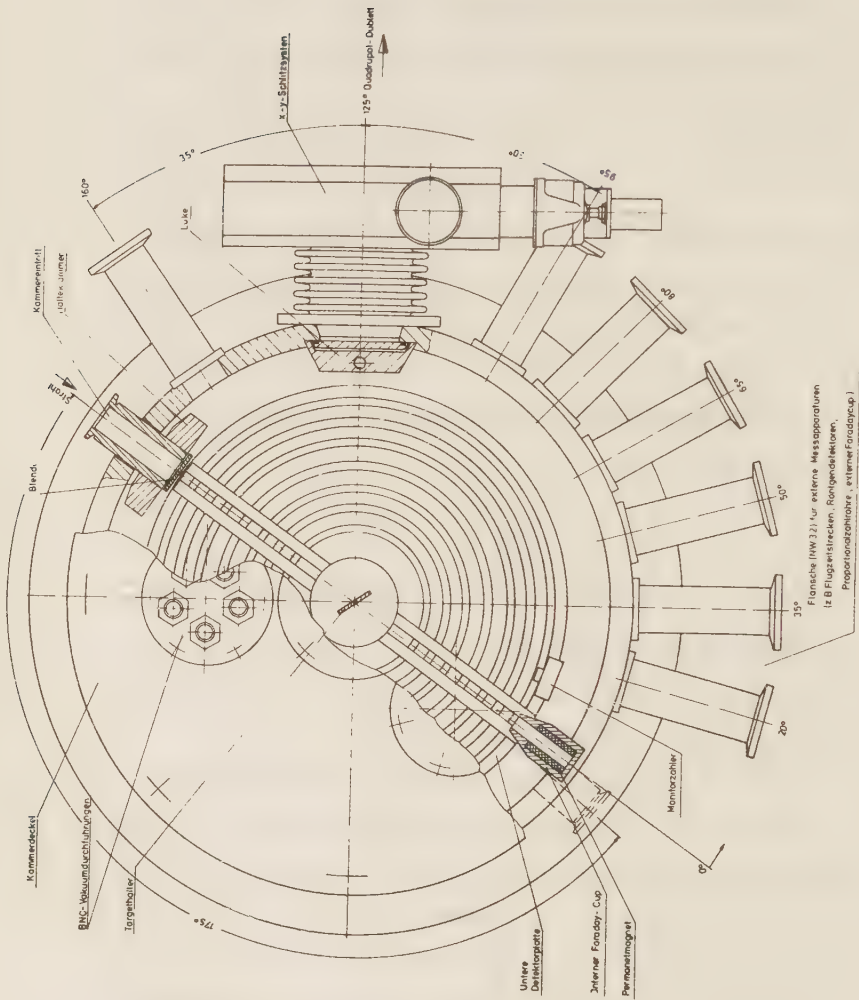


Abb. 4 Aufriß der Bandkammer

festen Punkt verbunden ist. Befindet sich z.B. ein Detektor auf der oberen Detektorplatte unter dem Winkel φ_0 - bezogen auf die Strahlachse - und dreht man die Kammer dann um den Winkel φ , so nimmt Detektor den Winkel $(\varphi_0 + \varphi)$ (bzw. $\varphi_0 - \varphi$) ein. Durch eine Drehung des Deckels um $(-\varphi)$ (bzw. $+\varphi$) kann der Detektor dann wieder auf den Winkel φ_0 gestellt werden. Im Kammerdeckel befindet sich ebenfalls eine Targetschleuse, die das Wechseln von Targets ermöglicht, ohne die gesamte Streukammer zu belüften (Abb. 2). Hierzu kann der im zentralen Kammerfuß befindliche Stempel mittels einer Drehdurchführung nach oben gefahren werden. Der oben konische verjüngte Stempel dichtet dann die Targetschleuse durch Druck auf einen O-Ring gegen die Kammer ab.

e) Kammermantel

Neben dem etwa 175° umspannenden Schlitz für den Eintrittsflansch (s.S. 10) befinden sich auf dem Umfang des Kammermantels Bohrungen zum Anschluß externer Meßapparaturen. Eine rechteckige Öffnung (Luke) (60 mm x 60 mm) dient als Eingang zum Quadrupolspektrometer. Die Luke kann mittels eines Plattentellerventils vakuumdicht geschlossen werden. Dies gestattet eine getrennte Belüftung und Evakuierung von Streukammer und Quadrupolspektrometer (Abb. 2 und 4).

Sieben weitere Bohrungen und Flansche mit 32 mm Durchmesser bieten die Möglichkeit des Aufbaus weiterer Apparaturen wie z.B. Flugzeitstrecken (BUS 74), Röntgendetektoren (BET 74) und Proportionalzählrohren (WEI 74). Außerdem können diese Stutzen unter gewissen Winkeln, bei dem sie dem Eintritts-

flansch gegenüberliegen, als externe Faraday-Cups verwendet werden. Die Benutzung von Sichtflanschen erlaubt eine optische Kontrolle von Fokussierung und Targetzustand.

Der Abstand der NW 32-Flansche untereinander beträgt jeweils 15° , der Abstand zur Luke 30° , bzw. für den einzelnen angebrachten Flansch 35° (Abb. 4).

Diese Abbildung gibt die Lage der Austrittsflansche relativ zum Strahleintritt in einer Extremlage wieder. Der erste Flansch befindet sich dann unter einem Winkel von 20° , der siebte Flansch unter einem Winkel von 160° , das Quadrupolspektrometer bei 125° . Die andere Extremlage wird durch eine Drehung der Kammer um 175° erreicht. Dabei dreht sich der erste Flansch durch die Strahlachse bis zum Winkel von -155° . Der strichpunktiert gezeichnete Strahleintrittsflansch (Abb. 4) gibt die dann erreichte relative Lage der NW 32-Flansche zur Strahlrichtung an.

f) Kollimatorsystem

Zur genauen Definition der Meßbedingungen bei der Untersuchung von Teilchenreaktionen hat sich eine Kollimierung des einlaufenden Strahls als unerläßlich erwiesen. Insbesondere aber geht bei Betrieb des Quadrupolspektrometers die Lage und Größe des Strahlflecks auf dem Target unter gewissen Bedingungen empfindlich in die Bestimmung des effektiven Raumwinkels des Spektrometers ein. Deshalb befindet sich vor der Streukammer ein ca. 1.60 m langes Kollimatorsystem, dessen erste Blende (8 mm $\varnothing$) sich 2.50 m hinter dem letzten Quadrupol des Strahltransportsystems befindet (Abb. 1). Der Durchmesser dieser

Blende wurde nach dem Ergebnis von Strahltransportrechnungen bestimmt. Diese Blende ist mit einer Kühlfalle gekoppelt. Etwa 1 m nach dieser Blende befindet sich ein von außen mittels einer Magnetdurchführung veränderbares Blendensystem, das drei verschiedene Kombinationen von Blenden zuläßt (Abb. 5). Das

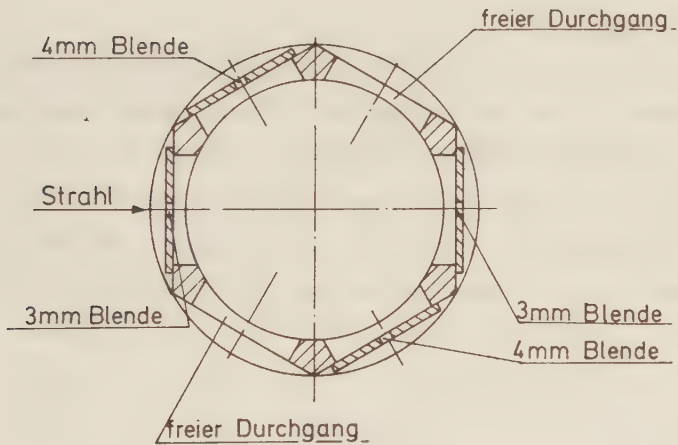


Abb. 5 Querschnitt durch das drehbare Blendensystem

gesamte System ist in ein NW 100-Kreuzstück eingebaut. Die Blendenströme können getrennt abgenommen werden. Die Stellung der Blenden kann an einem Nonius, der fest mit dem Blendensystem verbunden ist, durch ein Sichtfenster abgelesen werden. Die letzte Blende des Kollimatorsystems befindet sich unmittel-

bar hinter dem Strahleintritt in der Streukammer (Abb. 2 und 4). Bei den bisherigen Messungen haben sich Tantalblenden mit einem Durchmesser von 2 - 3 mm als vorteilhaft erwiesen. Alle Blenden sind elektrisch isoliert aufgebaut und erleichtern durch Messung der Blendenströme wesentlich die Fokussierung des Strahls auf das Target.

g) Vakuumsystem

Die Streukammer wird durch eine Öffnung im Boden der Kammer abgepumpt. Aufgrund der Leckrate der gleitenden Banddichtung ist zur Erzeugung eines Hochvakuums (ca. 10^{-6} Torr) eine Turbopumpe mit großer Saugleistung (Pfeiffer TVP 900) erforderlich. Den prinzipiellen Aufbau zeigt Abb. 6. Nicht eingezeichnet ist dabei das Vorvakuumsystem, das an allen O-Ring gedichteten

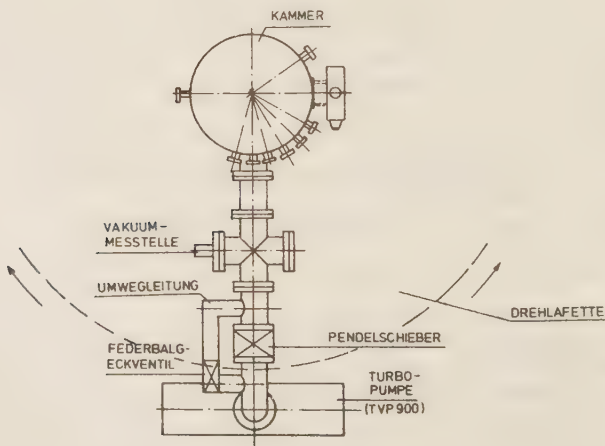


Abb. 6 Schematischer Aufbau des Vakuumsystems

Drehdurchführungen der Kammer ein Vorvakuum erzeugt (ca. 10^{-2} - 10^{-3} Torr). Über ein Belüftungssystem kann die Kammer wahlweise mit Argon oder Luft belüftet werden. Dabei hat sich die Flutung mit Argon sowohl hinsichtlich der notwendigen Wiederabpumpzeit als auch wegen der Schonung empfindlicher Targets als sehr vorteilhaft gezeigt.

2) Das Quadrupolspektrometer

Die Abb. 7 zeigt den prinzipiellen mechanischen Aufbau des Quadrupolspektrometers.

Als Quadrupoldublett wird der gleiche Typ verwendet, der auch im Strahltransportsystem des Beschleunigerlabors benutzt wird (Hersteller: AEG). Der Abstand der gegenüberliegenden Polschuhe beträgt 80 mm, die mechanischen Längen der Polschuhe 26 cm, der mechanische Abstand der beiden Singletts 17 cm. Das zur Erzeugung eines Quadrupolfeldes an sich erforderliche hyperbolische Profil der Polschuhe (STE 65) wird dabei durch einen Kreis angenähert. Das Randfeld des Quadrupols ist nicht durch magnetische Soiegel oder spezielle Formgebung der Polschuhenden (STE 65) korrigiert. Der bei einem Strom von ca. 56 A erzeugte Feldgradient beträgt 1 kG/cm (Windungszahl pro Spule, $N = 115$). Das Quadrupoldublett ist auf der Drehlafette montiert. Innerhalb gewisser Grenzen ist dabei der Abstand vom Mittelpunkt der Streukammer bis zum ersten Singlett veränderbar. Der aus mechanischen Gründen erforderliche Mindestabstand beträgt etwa 56 cm. Der Abstand zwischen Target und Detektor ist durch den Einbau von Zwischenstücken nach dem

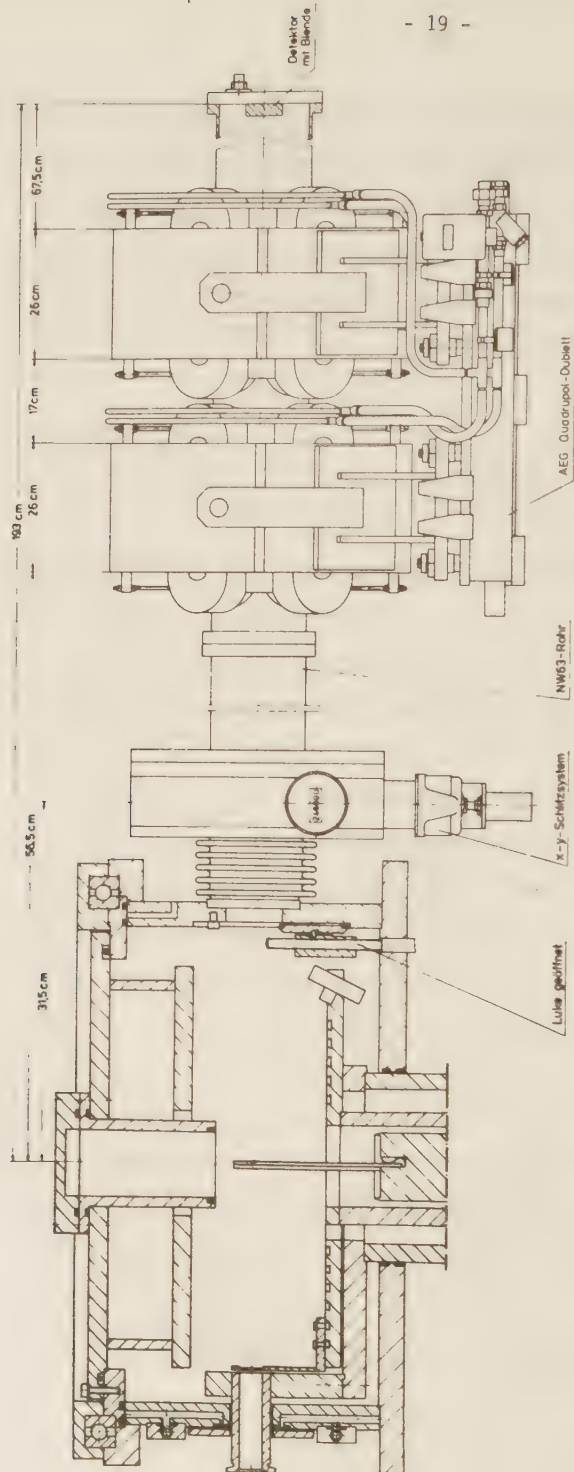


Abb. 7 Aufbau des Quadrupolspektrometers

zweiten Singlett veränderbar. Die Abb. 7 zeigt den gegenwärtigen Aufbau. Zwischen dem Target und dem ersten Singlett befindet sich im Abstand von ca. 32 cm ein Schlitzsystem zur Definition des geometrischen Raumwinkels des Quadrupolspektrometers. Die Backen dieses Schlitzsystems sind von außen sowohl in horizontaler als auch in vertikaler Richtung kontinuierlich einstellbar und die Öffnung digital ablesbar.

Zur Ausblendung des zentralen Strahles und zur Selektion nach magnetischer Steifigkeit können Blenden (s.S.61 ff) in das durch das Quadrupoldublett führende Strahlrohr eingebaut werden.

3) Die Drehlafette ⁺⁾

Die Lafette dreht das gesamte System Streukammer - Quadrupolspektrometer um den zentralen Kammerfuß als Mittelachse. Hierzu sind Kammer und Lafette starr miteinander verbunden (Abb. 1). Ein mit der Antriebsachse der Lafette gekoppelter Nonius erlaubt die Ablesung des Drehwinkels auf weniger als $1/10^0$ genau. Der Nonius wurde so geeicht, daß 0^0 angezeigt wird, wenn das Quadrupolspektrometer in Strahlrichtung steht. Daraus ergeben sich dann die entsprechenden Einstellungen für die übrigen Austrittsflansche (Abb. 4). Die Plattform der Drehlafette mit einem Durchmesser von etwa 2.5 m kann gleichzeitig zum Aufbau weiterer Apparaturen verwendet werden.

⁺⁾ Die Lafette wurde vom Marinearsenal Kiel der Bundeswehr aus ausgemusterten Beständen zur Verfügung gestellt.

4) Die Justierung von Drehlafette und Streukammer

Wichtigste Vorbedingung für ein einwandfreies Funktionieren der gesamten Meßanordnung ist eine sorgfältige Justierung. Insbesondere ist dabei darauf zu achten, daß die Drehachse der Lafette und die Achse des zentralen Kammerfusses übereinstimmen und in der Strahlachse liegen.

Ansonsten würde nämlich bei einer Drehung Druck auf den Fuß ausgeübt und die Kammer dejustiert werden. Gleichzeitig könnte dabei die Vakuumdichtigkeit beeinflußt werden, da O-Ringe im Kammerfuß die Kammer gegen den Außendruck dichten.

Zum Zwecke einer einfachen Justierung sind sowohl die Lafette als auch der Fuß in beliebiger Richtung bewegbar. Zunächst wurde mit einer Präzisionswasserwaage die Lafette waagerecht eingerichtet. Dann wurde bei abgehobener Kammer der Fuß auf die Strahlachse ausgerichtet. Da auf der Lafette kein Fixpunkt vorhanden ist, der das Zentrum markiert, wurde auf der Plattform der Lafette ein Stativgalgen mit einem Lot aufgestellt und auf die Achse des Fußes ausgerichtet. Zwei Theodolite, die senkrecht zur Strahlrichtung und in Strahlrichtung aufgestellt waren, wurden dann auf den dünnen Draht des Lotes eingestellt und dessen Bewegung bei einer 180° - Drehung der Lafette beobachtet.

Stimmen die beiden Achsen nicht überein, so befindet sich der Draht nach der Drehung nicht mehr in dem durch die beiden Theodoliten festgelegten Schnittpunkt. Um nun beide Achsen zur Deckung zu bringen, verschiebt man die Lafette in Strahlrichtung und senkrecht dazu um die Hälfte der aufgetretenen Abweichungen zwischen Lot und Fußachse zur Achse hin, richtet das Lot dann

wieder auf die Achse aus und wiederholt den gesamten Vorgang solange, bis beide Achsen übereinstimmen.

Anschließend richtet man beide Justierfernrohre auf die Achse des noch freistehenden Fusses aus. Beim Aufsetzen der Kammer auf den Fuß und beim Verbinden mit der Lafette muß dann darauf geachtet werden, daß die Achse im Schnittpunkt der beiden Fernrohre bleibt.

5) Der Betrieb der Streukammer

Außer für Messungen mit dem Quadrupolspektrometer wurde die Streukammer inzwischen von zahlreichen Gruppen zur Messung von Winkelverteilungen von Röntgenstrahlung (BET 74), Laufzeitmessungen mit gepulstem Schwerionenstrahl oder Szintillator-Startdetektor (BUS 74) und Messungen mit Proportionalzählrohren (WEI 74) verwendet. Dazu wurden eine Reihe von Bausätzen zum Betrieb und zur Kühlung von Zählerteleskopen und Blendensysteme für die Messungen von Laufzeiten unter kleinen Winkeln ($2 - 3^0$) entwickelt (BAU 72 , BUS 74). Wie sich zeigte, führt die gleitende Dichtung des Bandes infolge der großen beweglichen Dichtfläche zu besonderen Vakuump Problemen. Beide das Band dichtende O-Ringe werden (s.S.10) beim Drehen besonders stark beansprucht. Durch zu starken Druck der Halteklammern kommt es zu einer Dehnung der O-Ringe und schließlich zu deren Bruch. Eine starke Verminderung des Endvakuums auf ca. $10^{-4} - 10^{-2}$ Torr ist die Folge. Aus diesem Grunde ist es ratsam, die Halteklammern vor dem Drehen der Kammer etwas zu lösen und anschließend wieder anzuziehen.

IV) Das Quadrupolspektrometer

A) Grundlagen

1) Grundlegende Eigenschaften eines Quadrupolspektrometers

Bei der Untersuchung von Kernreaktionen mit kleinem Wirkungsquerschnitt strebt man einen möglichst großen Raumwinkel des Detektors an, um die Meßzeit möglichst kurz zu halten. Mit einem herkömmlichen Aufbau und bei der Verwendung von Halbleiterdetektoren sind dabei gewisse Grenzen gesetzt: Die Herstellung großflächiger Halbleiterdetektoren bereitet große technologische Schwierigkeiten. Außerdem kann der Abstand zwischen Target und Detektor nicht beliebig klein gemacht werden (Strahlungsschäden, Untergrundprobleme).

Als zusätzliche Schwierigkeit, insbesondere bei Messungen unter kleinen Winkeln, kommt noch die hohe Zählrate hinzu, die durch die stets vorhandene starke elastische Streuung verursacht wird. Dies hat neben einer schnelleren Alterung der Detektoren durch Strahlenschäden oft erhebliche elektronische Probleme zur Folge. Es existieren bereits zahlreiche hochauflösende Magnetspektrometer (z.B. Q 3 D im Beschleunigerlabor Garching) mit großem Raumwinkel. Der zu ihrem Betrieb notwendige finanzielle und technische Aufwand ist jedoch oft erheblich. So bedingt etwa die ausgedehnte Fokalebene des Q 3 D ein kompliziertes Detektorsystem (Viel- drahtkammer), um die große Dispersion dieses Spektrographen zu nutzen.

Im Vergleich mit einem solchen Magnetspektrometer ist ein doppel-fokussierendes Quadrupolspektrometer ein Gerät mit geringer Auflösung.

Trotzdem bietet es auch einige Vorteile: Wegen der geringen Abmessung des Bildflecks können übliche Detektoren (z.B. Si-Halbleiterdetektoren) verwendet werden und es ist einfach und wirtschaftlich zu betreiben. Hinzu kommt noch, daß durch die nur geringen Laufzeitunterschiede der Teilchen im Quadrupolspektrometer, anders als etwa beim Q 3 D-Spektrographen, auf einfache Weise Flugzeitmessungen möglich sind.

Wählt man nun die Feldgradienten der Quadrupollinse so, daß Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 auf den Detektor fokussiert werden, so werden Teilchen anderer magnetischer Steifigkeit R infolge der starken chromatischen Aberration des Systemes defokussiert, und zwar umso stärker, je mehr das Verhältnis R_0/R von 1 abweicht. Dies führt zu einer verringerten Ausleuchtung des Detektors und damit zu einer Abhängigkeit des Raumwinkels von der magnetischen Steifigkeit der Teilchen. Der Raumwinkel des Spektrometers wird dabei nicht ausschließlich durch die Fläche des Detektors bestimmt, sondern wesentlich durch die Akzeptanz des Quadrupoldubletts.

Im folgenden soll nun neben den grundlegenden Gleichungen das Rechenverfahren und der Einfluß verschiedener Parameter auf die Eigenschaften des Quadrupolspektrometers diskutiert werden. Anhand dieser Untersuchungen ergibt sich dann eine Anleitung, wie das Spektrometer für spezielle Messungen eingesetzt werden kann.

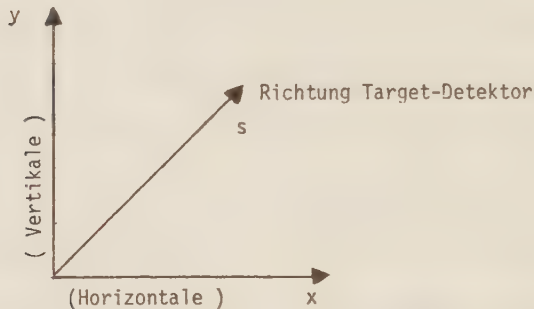
2) Die Bahngleichungen in linearer Näherung (STE 65, BAN 66)

Die ionenoptischen Eigenschaften des Quadrupolspektrometers beruhen auf der Wirkung der Lorentz-Kraft

$$\vec{F} = q (\vec{v} \times \vec{B})$$

auf geladene Teilchen und der besonderen Form des Quadrupolfeldes.

Bei allen folgenden Betrachtungen sei ein cartesisches Koordinatensystem (x, y, s) zugrunde gelegt.



Die exakten Bahngleichungen für die Bewegung eines Teilchens der magnetischen Steifigkeit R

$$R = \frac{p}{q} \quad \begin{array}{l} p = \text{Impuls} \\ q = \text{Ladung} \end{array}$$

lauten

$$x'' = -\frac{1}{R} \sqrt{1+x'^2 + y'^2} (y' B_s - (1+x'^2) B_y + x' y' B_x)$$

$$y'' = \frac{1}{R} \sqrt{1+x'^2 + y'^2} (x' B_s - (1+y'^2) B_x + x' y' B_y)$$

mit

$$x' = \frac{dx}{ds} \quad \text{und} \quad x'' = \frac{d^2x}{ds^2} \quad (y', y'' \text{ analog})$$

und

$$\vec{B} = (B_x, B_y, B_s)$$

Für einen idealen Quadrupol, bei dem das magnetische Feld nur in den durch die Polschuhe begrenzten Bereich von Null verschieden ist, lauten die Komponenten des Feldes:

$$B_x = g \cdot y$$

$$B_y = g \cdot x$$

$$B_z = 0$$

Dabei ist

$$g = \frac{\partial B_x}{\partial y} = \frac{\partial B_y}{\partial x} = \text{const.}$$

der Gradient des Feldes.

Setzt man dieses Quadrupolfeld nun in die allgemeinen Bahngleichungen ein und macht einen Potenzreihenansatz für die Lösungen, so ergeben sich bei alleiniger Berücksichtigung der linearen Glieder folgende Differentialgleichungen:

$$x'' - k^2 x = 0$$

$$y'' + k^2 y = 0$$

mit

$$k^2 = qg/p = g/R$$

k = Linsenparameter

g = Gradient

R = magnetische Steifigkeit

q = Ladung

An ihnen lassen sich unmittelbar die optischen Eigenschaften eines Quadrupolsingletts ablesen. Da der Quotient $x''/x > 0$ ist,

ist die Bahn $x(s)$ von der s -Achse weg gekrümmt; y''/y dagegen ist negativ und damit die Bahn $y(s)$ zur Achse hin gekrümmt. Ein Singlett läßt sich deshalb mit einer Linse vergleichen, die in einer Ebene (y -Richtung) fokussierend, in der anderen Ebene (x -Richtung) dagegen zerstreuernd wirkt. Ordnet man nun zwei Singletts so hintereinander an, daß auf die fokussierende Ebene des ersten Singletts die defokussierende des zweiten Singletts folgt, so resultiert daraus für die gesamte Anordnung, das Quadrupoldublett, eine Fokussierung in beiden Ebenen (Alternating Gradient-Prinzip).

Wie man sieht, sind in der linearen Näherung die Bewegungen in x - und y -Richtung nicht explizit voneinander abhängig. Sie sind jedoch über den für beide Differentialgleichungen gemeinsamen Parameter k^2 miteinander gekoppelt.

Die Lösungen der Differentialgleichungen unter Berücksichtigung der Anfangsbedingungen

$$(x_0 = x(0), x_0' = x'(0), y_0 = y(0), y_0' = y'(0))$$

lauten

$$x(s) = x_0 \cosh(ks) + (x_0'/k) \sinh(ks)$$

$$x'(s) = kx_0 \sinh(ks) + x_0' \cosh(ks)$$

$$y(s) = y_0 \cos(ks) + (y_0'/k) \sin(ks)$$

$$y'(s) = -y_0 k \sin(ks) + y_0' \cos(ks)$$

$y(s)$ bezeichnet man dabei wegen ihrer optischen Bedeutung als konvergente Lösung, $x(s)$ als divergente Lösung.

Da die Gleichungen linear in den Anfangsbedingungen sind, ist die Matrix-Methode besonders gut geeignet, um aus den Startwerten die Koordinaten nach dem Passieren des Singletts der

Länge $s = L_2$ zu berechnen.

Die Bedeutung der dabei verwerteten Abkürzungen kann der Abb. 8 entnommen werden.

Ist T_2 die Transportmatrix des 1. Singletts, (x_1, x'_1, y_1, y'_1) die Koordinaten am Eintritt des Singletts und (x_2, x'_2, y_2, y'_2) die Koordinaten nach dem Singlett, dann gilt:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x'_2 \\ y_2 \\ y'_2 \end{pmatrix} = T_2 \cdot \begin{pmatrix} x_1 \\ x'_1 \\ y_1 \\ y'_1 \end{pmatrix}$$

mit

$$T_2 = \left[\begin{array}{cc|cc} \cosh k_1 L_2 & (1/k_1) \sinh k_1 L_2 & 0 & 0 \\ k_1 \sinh k_1 L_2 & \cosh k_1 L_2 & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & \cos k_1 L_2 & (1/k_1) \sin k_1 L_2 \\ 0 & 0 & -k_1 \sin k_1 L_2 & \cos k_1 L_2 \end{array} \right]$$

Die Transportmatrix des zweiten Singletts eines Quadrupoldubletts erhält man dann durch Vertauschung der konvergenten mit der divergenten Lösung:

$$T_4 = \left[\begin{array}{cc|cc} \cos k_2 L_4 & (1/k_2) \sin k_2 L_4 & 0 & 0 \\ -k_2 \sin k_2 L_4 & \cos k_2 L_4 & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & \cosh k_2 L_4 & (1/k_2) \sinh k_2 L_4 \\ 0 & 0 & k_2 \sinh k_2 L_4 & \cosh k_2 L_4 \end{array} \right]$$

$$\begin{bmatrix} x_4 \\ x'_4 \\ y_4 \\ y'_4 \end{bmatrix} = T_4 \cdot \begin{bmatrix} x_3 \\ x'_3 \\ y_3 \\ y'_3 \end{bmatrix}$$

Dabei sind (x_3, x'_3, y_3, y'_3) Koordinaten vor dem 2. Singlett,
 (x_4, x'_4, y_4, y'_4) die Phasenraumkoordinaten nach dem 2. Singlett.
 (Weitere Bezeichnungen siehe Abb. 8)

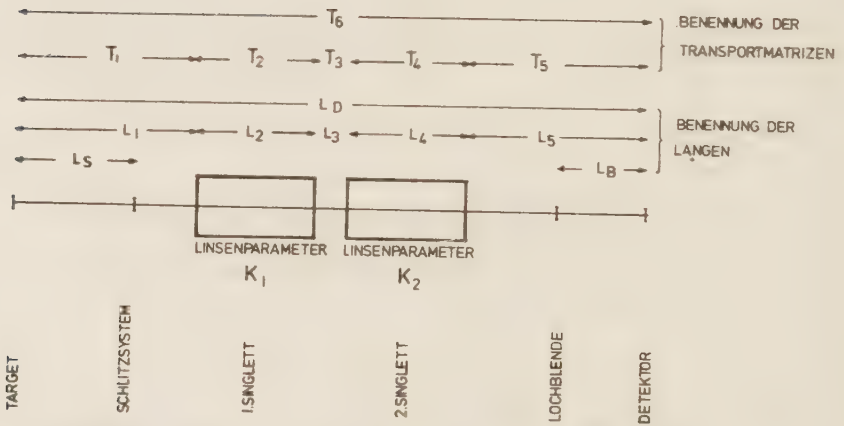


Abb. 8 Überblick über die Benennung von Längen und Transportmatrizen des Quadrupolspektrometers

Die durch einen feldfreien Raum der Länge L_1 vermittelte Koordinatentransformation wird durch eine Matrix T_1 (Drift-Matrix)

der Form

$$T_1 = \left(\begin{array}{cc|cc} 1 & L_1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & 1 & L_1 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{array} \right)$$

dargestellt.

Das Bild (x, x', y, y') im Abstand L_5 nach dem 2. Singlett (Abb. 8) eines Punktes (x_0, x_0', y_0, y_0') , der sich im Abstand L_1 vor dem 1. Singlett befindet, ergibt sich dann durch Matrizenmultiplikation:

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = T_6 \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \\ y_0 \\ y_0' \end{pmatrix}$$

mit

$$T_6 = T_5 \cdot T_4 \cdot T_3 \cdot T_2 \cdot T_1$$

Dabei sind T_1, T_3 und T_5 Driftmatrizen, T_2 und T_4 die Transportmatrizen der Singletts, T_6 die gesamte Transportmatrix (Abb. 8). Aufgrund der Erhaltung des Phasenraumvolumens unter dem Einfluß konservativer Kräfte (Liouvillescher Satz) ist die Determinante aller Transportmatrizen und damit auch die des Produktes gleich 1. Dies gilt für jede, die Bewegung in x- und y-Richtung getrennt beschreibende Untermatrix.

3) Die chromatische Aberration

Eine grundlegende Eigenschaft einer Quadrupollinse, die beim Quadrupolspektrometer ausgenutzt wird, ist die chromatische Aberration. Die Brennweite eines Singletts ist von der magnetischen Steifigkeit R der Teilchen abhängig. Für ein sehr dünnes Singlett der Länge L sieht man dies sofort durch einmalige Integration der linearen Differentialgleichungen (s.S.26)

$$\Delta (x') = k^2 L x = \frac{gL}{R} \cdot x$$

Damit ist die Brennweite f des Singletts in dieser Näherung (STE 65) :

$$f = \frac{R}{gL}$$

und somit direkt proportional der magnetischen Steifigkeit.

4) Die Punkt - zu - Punkt - Abbildung

Ist eines oder sind mehrere Matrixelemente der gesamten Transportmatrix T_6 gleich Null, so hat dies eine besondere Bedeutung für die Abbildungseigenschaften des Systems.

Da bei der Berechnung der Transmission des Quadrupolspektrometers die Punkt - zu - Punkt - Abbildung als Startlösung dient, soll hier kurz auf sie eingegangen werden.

Eine Punkt - zu - Punkt - Abbildung liegt dann vor, wenn alle von einem Gegenstandspunkt (x_0, y_0) ausgehenden Teilchen, unabhängig von ihrer Divergenz, im Abstand L_D (Abb. 8) vom Gegenstand wieder zu einem Bildpunkt (x, y) vereint werden.

Dies bedeutet, daß in der Transportmatrix T_6 die Elemente $T_6^{(1,2)}$ und $T_6^{(3,4)}$ gleichzeitig Null sind. Da die Determinante jeder Untermatrix getrennt gleich 1 ist, kann die gesamte Transportmatrix in folgender Form geschrieben werden:

$$T_6 = \left(\begin{array}{cc|cc} m_x & 0 & 0 & 0 \\ T_6^{(2,1)} & 1/m_x & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & m_y & 0 \\ 0 & 0 & T_6^{(4,3)} & 1/m_y \end{array} \right).$$

Wegen

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \\ y \\ y' \end{pmatrix} = T_6 \cdot \begin{pmatrix} x_0 \\ x_0' \\ y_0 \\ y_0' \end{pmatrix}$$

gilt dann

$$\begin{aligned} x &= m_x \cdot x_0 \\ y &= m_y \cdot y_0 \end{aligned}$$

Die Matrixelemente m_x und m_y geben dann also die Vergrößerung in x- bzw. y-Richtung an. Sie sind bei einem Quadrupoldublett im allgemeinen voneinander verschieden.

B) Die Berechnung der Transmissionsfunktion des Quadrupolspektrometers

Aufgrund der chromatischen Aberration des Quadrupoldubletts hängt der Raumwinkel des Spektrometers entscheidend von der magnetischen Steifigkeit R der analysierten Teilchen ab. Gleichzeitig bestehen aber bei festem geometrischen Aufbau des Spektrometers noch zahlreiche Abhängigkeiten von anderen äußeren Randbedingungen, wie der Größe des Strahlflecks auf dem Target und dessen Lage relativ zur Strahlachse, der Öffnung der Schlitze vor dem Spektrometer, d.h. der max. Divergenz der Teilchen, dem Durchmesser des die Auslenkung innerhalb des Quadrupols begrenzenden Strahlrohres, den Abmessungen der Blende vor dem Detektor und nicht zuletzt von den Blenden innerhalb des Spektrometers zur Ausblendung gewisser magnetischer Steifigkeiten. Zur realistischen Planung von Messungen mit dem Quadrupolspektrometer und zur verlässlichen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den gemessenen Daten ist die Kenntnis des Zusammenhangs zwischen magnetischer Steifigkeit R und effektivem Raumwinkel des Detektors

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega(R)$$

unter Berücksichtigung aller Nebenbedingungen unerlässlich.

$\Omega(R)$ soll im folgenden als Transmissionsfunktion oder als effektiver Raumwinkel bezeichnet werden.

Zur Berechnung der Transmissionsfunktion wurde ein FORTRAN-Programm QSPEK für die PDP 10 geschrieben, das die zahlreichen geometrischen Randbedingungen, die im Experiment auftreten, exakt berücksichtigen kann. Unter Beachtung komplexer Randbedingungen beträgt die Rechendauer zur Bestimmung der Transmissionsfunktion

etwa 40 min. Der Speicherplatzbedarf ist 10 K Worte.

Im folgenden soll nun das Rechenverfahren beschrieben werden.

Die vom Target vom Punkte (x_0, y_0) ausgehenden Teilchen werden vom Schlitzsystem vor dem Spektrometer nur dann akzeptiert, wenn ihre Divergenz (x_0', y_0') innerhalb folgender Grenzen liegt:

$$-\frac{x_s + 2 x_0}{L_s} \leq x_0' \leq \frac{x_s - 2 x_0}{L_s}$$

$$-\frac{y_s + 2 y_0}{L_s} \leq y_0' \leq \frac{y_s - 2 y_0}{L_s}$$

$x_s(y_s)$ = Schlitzöffnung in x-Richtung (bzw. y)

L_s = Abstand Target-Schlitzsystem (s. S.29)

Legt man einen kreisförmigen Strahlfleck mit dem Durchmesser D zugrunde, so kann (x_0, y_0) die Werte

$$x_0 = d \cdot \cos \varphi$$

$$y_0 = d \cdot \sin \varphi$$

mit $0 \leq d \leq D/2$ und $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ annehmen.

Die so definierten und vom Schlitzsystem akzeptierten Phasenraumkoordinaten (x_0, x_0', y_0, y_0') liegen alle innerhalb eines Parallelepips (Abb. 9). Das Programm erzeugt zunächst gleichverteilte Zufallszahlen für d und φ innerhalb obiger Grenzen. Daraus ergeben sich dann die Zufallskoordinaten (x_0, y_0) . Davon ausgehend werden unter Beachtung der Grenzwerte (s. oben) gleichverteilte Zufallszahlen für (x_0', y_0') errechnet. Die Bahn dieses Teil-

chens mit den Phasenraumkoordinaten (x_0, x_0', y_0, y_0') wird dann rechnerisch mit Hilfe des Matrizenformalismus (s. S.28) durch das Quadrupolspektrometer bis zum Detektor verfolgt. Der effektive Raumwinkel des Spektrometers ergibt sich dann durch einfaches Abzählen.

Werden nämlich N_0 Bahnen durch das Schlitzsystem akzeptiert und enden N_D Bahnen unter Beachtung aller Randbedingungen innerhalb der Detektorblende (Abb. 9), so beträgt der effektive Raumwinkel des Spektrometers:

$$\Omega_{\text{eff}} = \frac{N_D}{N_0} \Omega_s$$

Ω_s = Raumwinkel des Schlitzsystems

$$\Omega_s = \frac{x_s \cdot y_s}{L_s^2}$$

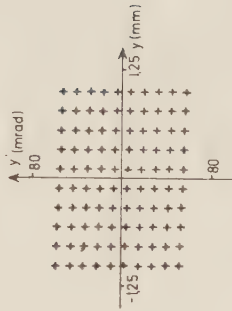
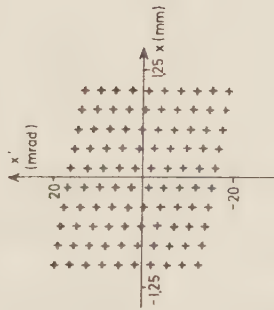
x_s = Öffnung des Schlitzsystems in x-Richtung (analog für y)

L_s = Abstand Target-Schlitzsystem

1) Die Streuung des Ergebnisses

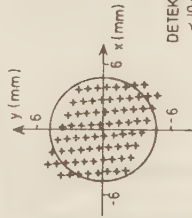
Aufgrund des zur Berechnung der Transmissionsfunktion angewandten Verfahrens kann der berechnete Wert Ω_{eff} jeweils nur ein ganzzahliges Vielfaches von Ω_s/N_0 sein. Wählt man aber N_0 hinreichend groß, so kann eine ausreichende Genauigkeit des Ergebnisses erreicht werden. Da bei den Rechnungen von Zufallszahlen ausgegangen wird, unterliegt das Ergebnis jedoch noch einer prinzipiellen Ungenauigkeit: Verschiedene Sätze von Zufallszahlen liefern voneinander abweichende Werte von Ω_{eff} .

PHASENRAUM BEI SCHLITZÖFFNUNG $x_s = 10\text{mm}$, $y_s = 35\text{mm}$ U STRAHLENFLECKDURCHMESSER 2mm



ORTSKOORDINATEN DES BILDES AM ORT DES DETEKTORS

MAGN STEIFIGKEIT $R/R_0 = 1$



DETEKTORBLLENDE ϕ 10 mm

MAGN STEIFIGKEIT $R/R_0 = 1/4$



DETEKTORBLLENDE ϕ 10 mm
20 mm

Abb. 9

Vom Schlitzsystem akzeptierter Phasenraum (Abstand Target-Schlitz = 32 cm)
und die Ortskoordinaten nach Abbildung mit dem Quadrupolspektrometer

$$((k_1^0, k_2^0) = (3.51, 3.58)(1/m))$$

Deshalb wurde untersucht, wieviele zufällig verteilte Startwerte (x_0, x_0', y_0, y_0') mindestens gewählt werden müssen, um die Streuung des Ergebnisses hinreichend klein zu halten (Abb. 10).

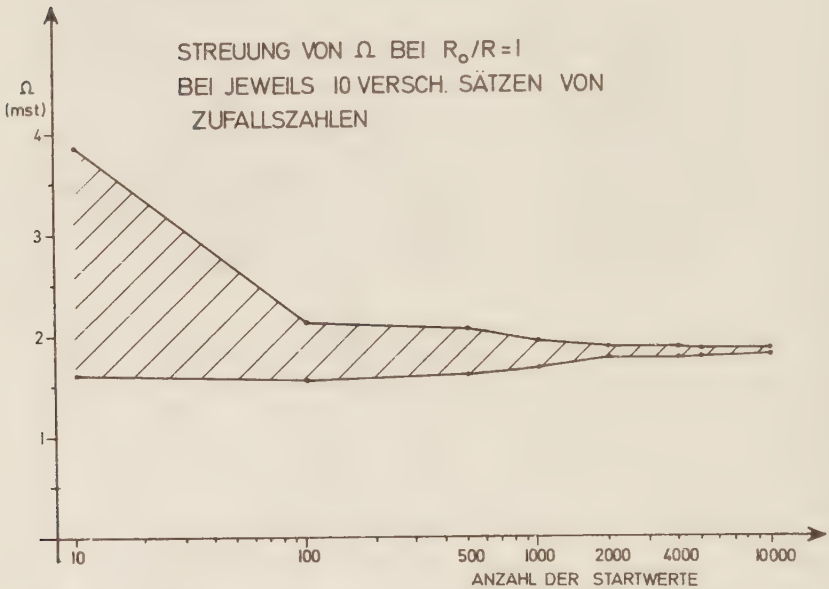


Abb. 10 Streuung des Raumwinkels bei Rechnungen mit versch. Sätzen von Zufallszahlen

(Die obere Kurve verbindet die Maximal-, die untere Kurve die Minimalwerte des Raumwinkels bei Rechnung mit jeweils 10 versch. Sätzen von Zufallszahlen).

Wie man sieht, genügt es $N_0 = 4000$ Startwerte zu nehmen, um die Schwankungen des Ergebnisses aufgrund der zufälligen Anfangsverteilung der Phasenraumkoordinaten auf ca. 4 % zu beschränken. Im folgenden wurde bei allen Berechnungen von Transmissionsfunktionen $N_0 = 4000$ gewählt.

2) Die Berücksichtigung von Randbedingungen

Um den Einfluß zu berücksichtigen, den eine Begrenzung der radialen Auslenkung der Teilchenbahnen durch das Strahlrohr im Quadrupolspektrometer hat, müssen die Koordinaten an mehreren Stellen innerhalb des Singletts bekannt sein. Dazu wird jedes der Singletts der Länge L in n Segmente der Länge $L_n = L/n$ unterteilt.

Mit Hilfe des Matrizenformalismus werden dann die Koordinaten am Ende jedes dieser Segmente berechnet. Die Abb. 11 erläutert das Verfahren für ein in 6 Segmente geteiltes Singlett. Die eingezeichneten Punkte geben die Koordinaten am Ende dieser Segmente an. Wie man sieht, wird eines der Teilchen im 1. Singlett in x -Richtung so stark defokussiert, daß seine Auslenkung am Anfang des 2. Singletts größer als der Strahlrohrradius (Kreis) ist. Seine Bahn wird dann nicht mehr weiter verfolgt (Abb. 11). Wie sich zeigte, ist bei dem zur Verfügung stehenden Quadrupol (Tabl.s.82) ab einer Unterteilung in mindestens 5 Segmente das Ergebnis der Rechnung unabhängig von der Unterteilung, d.h. der Einfluß der Begrenzung der radialen Auslenkung ausreichend berücksichtigt. Die Auswirkung verschiedener Loch- und Kreisblenden im Strahlengang des Quadrupolspektrometers auf die Transmission kann in analoger Weise bestimmt werden. Dazu werden die Ortskoordinaten des Teilchens an der Stelle der Blende berechnet und geprüft, ob das Teilchen die Blende passieren kann. Ist dies der Fall, wird die Bahn des Teilchens durch das Spektrometer weiterverfolgt.

PROJEKTION DER BAHN VON TARGET DETEKTOR
IN DIE X-Y-EBENE

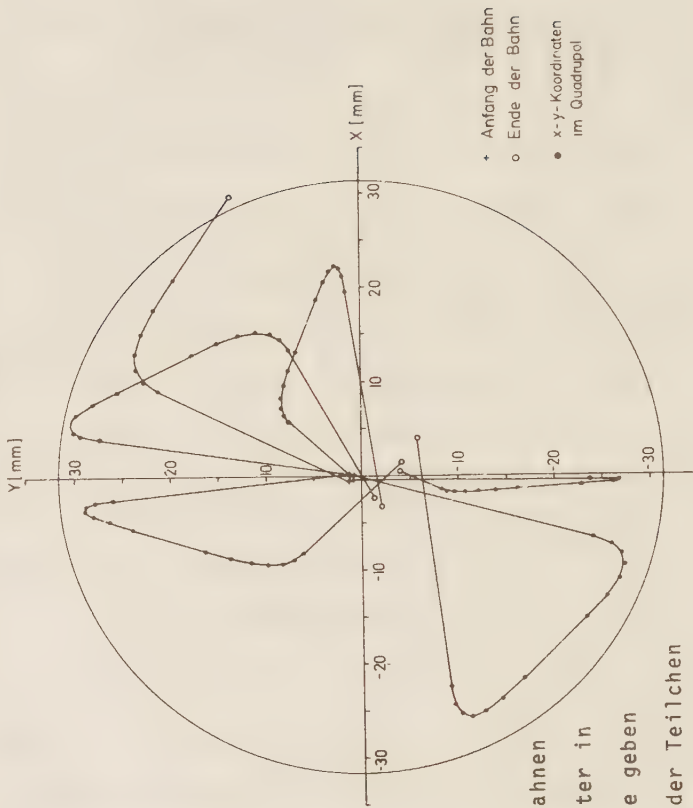


Abb. 11

Projektion einiger Teilchenbahnen durch das Quadrupolspektrometer in die $(x - y)$ -Ebene. Die Punkte geben die berechneten Koordinaten der Teilchen innerhalb der Singletts an.

(Quadrupolparameter s. S.82)

Die Auslenkung der Teilchenbahnen wird durch das NW 63 - Strahlrohr (Kreis) beschränkt.

3) Die Bestimmung der Linsenparameter k_1 und k_2

Die Wahl der Linsenparameter k_1 und k_2 bestimmt das ionenoptische Verhalten des Spektrometers (s. S.26). Diese Parameter müssen nun so gewählt werden, daß möglichst viele der vom Target ausgehenden Teilchenbahnen innerhalb der Detektorblende enden, d.h. der größte effektive Raumwinkel erreicht wird. Hierzu geht man am besten von der Punkt-zu-Punkt-Abbildung aus. Da bei konstant gehaltenen geometrischen Abständen die Elemente der gesamten Transportmatrix T_6 (s. S.30) nur von den Linsenparametern abhängen, ergeben sich die diese Abbildung vermittelnden Parameter k_1^P und k_2^P durch Lösung des gekoppelten transzendenten Gleichungssystem:
(s. S.32)

$$T_6^{(1,2)} (k_1^P, k_2^P) = 0$$

$$T_6^{(3,4)} (k_1^P, k_2^P) = 0$$

Diese Parameter k_1^P und k_2^P können für verschiedene Abstände L_1 vom Target bis zum 1. Singlett und verschiedene Abstände L_D vom Target bis zum Detektor aus der Abb. 12 entnommen werden. (Sonstige Abmessung des Quadrupols Tabl. S.82). Die Werte (k_1^P, k_2^P) ergeben sich aus dem Schnittpunkt der entsprechenden Kurven.

DIAGRAMM ZUR BESTIMMUNG DER LINSENPARAMETER

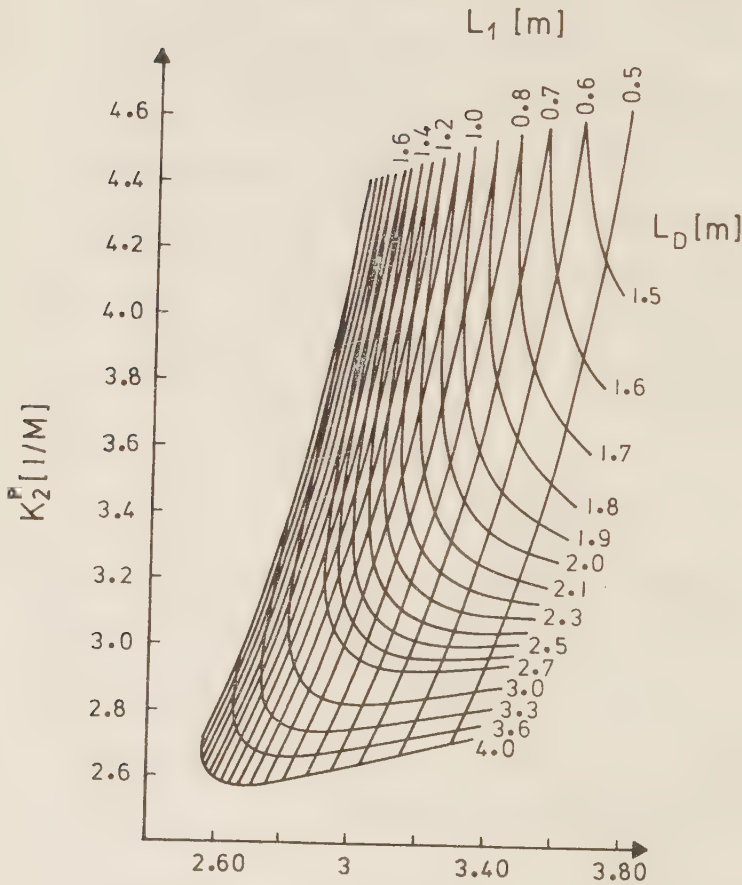


Abb. 12 $K_1^P [1/M]$

Diagramm zur Bestimmung der Linsenparameter für die
Punkt-zu-Punkt-Abbildung für versch. Abstände
Target - 1. Singlett (L_1) und Target - Detektor (L_D)
(Quadrupolabmessungen s. S.82)

Um sich einen Überblick über die Ausleuchtung der Detektorblende zu verschaffen, kann aus Abb. 13 die bei Punkt-zu-Punkt-Abbildung auftretende Vergrößerung m_x in x-Richtung und m_y in y-Richtung (s. S.32) abgelesen werden.

Den Rechnungen wurden die auf S. 82 angegebenen effektiven Längen des AEG-Quadrupols zugrundegelegt. Dabei wurde der Abstand zwischen den Singletts konstant gehalten.

Ausgehend von den so gefundenen Werten k_1^P und k_2^P wird nun mit dem Programm QSPEK in einem genügend feinen Raster in der Umgebung von (k_1^P, k_2^P) der Raumwinkel des Spektrometers als Funktion von k_1 und k_2 berechnet: $\Omega = \Omega(k_1, k_2)$ (bei konst. geometr. Abmessungen). Dies geschieht, indem man mit Hilfe der Matrizenformalismus die Teilchenbahnen für diese Linsenparameter bis zum Detektor verfolgt (s. S.35). Dabei ist es wichtig, alle vorgegebenen Randbedingungen zu berücksichtigen. Nach dem Ergebnis dieser Rechnung wählt man dann die Linsenparameter so, daß Ω den größtmöglichen Wert annimmt. Dies sei für die Parameter (k_1^0, k_2^0) der Fall.

Für die in Tab.s.82 angegebenen Daten des Quadrupolspektrometers ergeben sich so die Werte

$$k_1^0 = 3.51 \quad (1/m)$$

$$k_2^0 = 3.58 \quad (1/m)$$

Diese Wahl ist allerdings nicht ganz eindeutig, da sich zeigte, daß innerhalb eines kleinen Bereichs der Wert von Ω bei einer Änderung von k_1 und k_2 nahezu konstant bleibt. In diesem Fall wurde das in der Mitte dieses Bereiches liegende Wertepaar (k_1^0, k_2^0) gewählt.

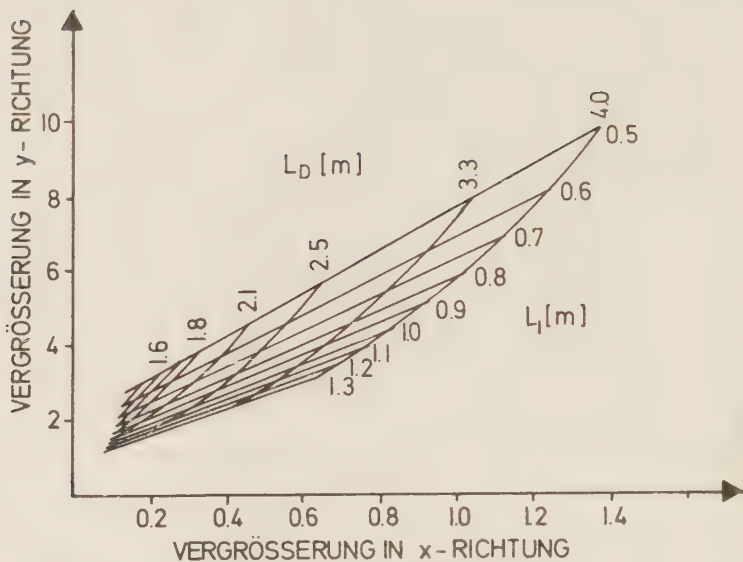


Abb. 13

Vergrößerung des Spektrometers

bei Punkt-zu-Punkt-Abbildung für

versch. Abstände von Target - 1.Singlett (L_1)

und Target - Detektor (L_D)

(s. S.32 und Abb. 12 und Abb. 8)

4) Berechnung der Transmissionsfunktion in Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit

Ausgehend von den so bestimmten Linsenparametern (k_1^0, k_2^0) und festen geometrischen Verhältnissen muß nun die Transmissionsfunktion des Spektrometers bestimmt werden. Soll eine maximale Transmission, d.h. ein größter effektiver Raumwinkel, für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 erreicht werden, so müssen die Feldgradienten wie folgt gewählt werden (s. S.26):

$$g_1 = (k_1^0)^2 \cdot R_0$$

$$g_2 = (k_2^0)^2 \cdot R_0$$

g_1 = Feldgradient im 1. Singlett

g_2 = Feldgradient im 2. Singlett

Die so festgelegten Gradienten (g_1, g_2) sind dann konstante Systemparameter. Um nun die Bahnen $x(s)$ und $y(s)$ für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R zu berechnen, müssen die Lösungen der Differentialgleichung (s. S.26) für die Linsenparameter

$$(k_1)^2 = g_1/R$$

$$(k_2)^2 = g_2/R$$

bestimmt werden.

Setzt man hierobige Werte für g_1, g_2 ein, so folgt:

$$(k_1)^2 = (k_1^0)^2 \cdot \frac{R_0}{R}$$

$$(k_2)^2 = (k_2^0)^2 \cdot \frac{R_0}{R}$$

Um zu einer universellen Darstellung der Transmissionsfunktion zu gelangen, ist es angebracht, nicht die Abhängigkeit von der magnetischen Steifigkeit R , sondern vom Verhältnis R_0/R zu betrachten.

Die Berechnung der so auf die Steifigkeit R_0 normierten Funktion

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega(R_0/R)$$

kann auf die Bestimmung des effektiven Raumwinkels als Funktion der Linsenparameter (k_1, k_2) zurückgeführt werden:

$$\Omega_{\text{eff}} = \Omega(k_1, k_2)$$

Die Werte von k_1 und k_2 sind für ein vorgegebenes Verhältnis R_0/R und bei zuvor bestimmten Linsenparametern k_1^0 und k_2^0 (s. S. 42) so zu wählen, daß die Gleichungen auf Seite 44 unten erfüllt sind.

Unter Anwendung des Matrizenformalismus werden dann die Bahnen für (k_1, k_2) im Quadrupolspektrometer verfolgt und der Raumwinkel nach dem zuvor beschriebenen Verfahren (s. S. 33) bestimmt (s. auch Abb. 9).

Die Abb. 14 zeigt das Ergebnis einer solchen Rechnung für verschiedene Detektorblendendurchmesser (10 mm + 20 mm, weitere Parameter Tabl. S. 82).

Wie zu erwarten, liegt das Maximum der Transmissionsfunktion bei $R_0/R = 1$. Bei Verwendung der größeren Blende ändert sich Ω_{eff} in der Umgebung von R_0 nur wenig. Dies ist immer dann der Fall, wenn auch für von R_0 verschiedenes R alle Bahnen innerhalb der Blende enden.

Abb. 14 zeigt außerdem, daß der Abfall der Transmission für $R_0/R < 1$ weniger steil erfolgt als für $R_0/R > 1$. Im Grenzfall $R_0/R \rightarrow 0$, d.h. bei sehr großer magnetischer Steifigkeit R ,

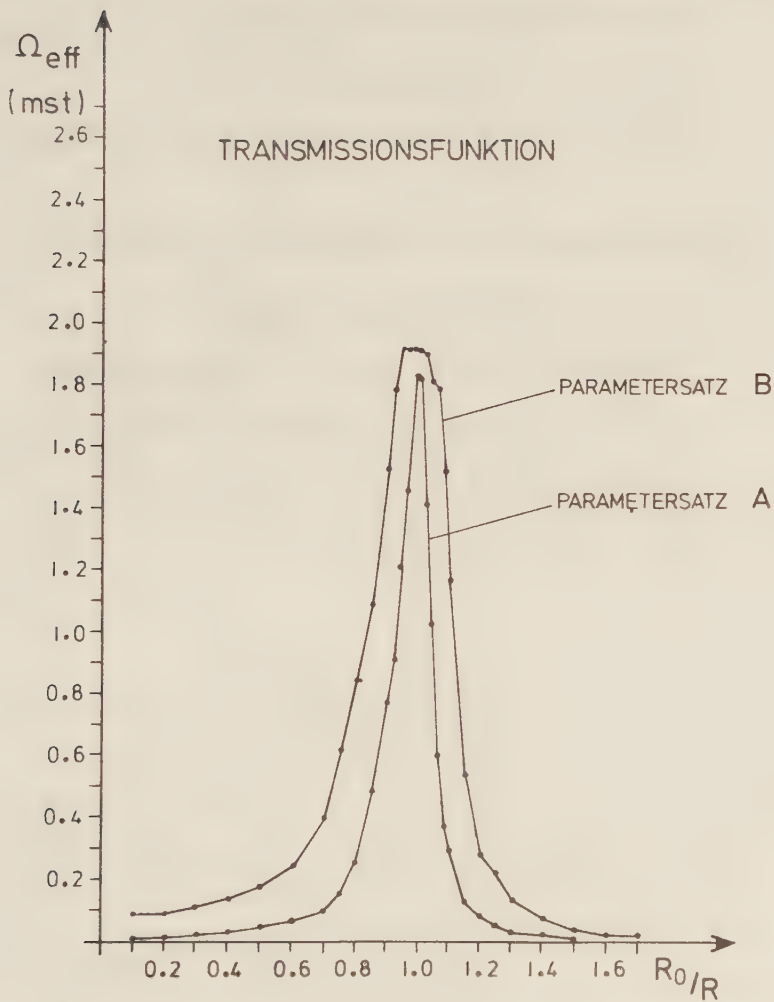


Abb. 14 (Parametersätze s. S.82)

verglichen mit R_0 , sollte sich Ω_D dem geometrischen Raumwinkel Ω_D der Detektorblende nähern. Für $R \rightarrow \infty$ gehen nämlich die zweiten Ableitungen x'' und y'' gegen Null (s. S.25) und die Bahnen im Spektrometer verlaufen dann geradlinig. Wie man der Abb. 14 entnimmt, strebt der effektive Raumwinkel für $R_0/R \ll 1$ tatsächlich gegen den Wert Ω_D .

$$(\Omega_D (10 \text{ mm } \varnothing) = 0.02 \text{ mst}, \Omega_D (20 \text{ mm } \varnothing) = 0.09 \text{ mst})$$

c) Der Einfluß verschiedener Parameter auf die Transmission

1) Einfluß der effektiven Länge der Singletts

Bei der Beschreibung der Bahnen in der linearen Näherung (s. S.26) wird ein idealisiertes Quadrupolfeld vorausgesetzt, das überall außerhalb der Polschuhe verschwindet. Bei einem realen Quadrupol reicht jedoch das Feld über die Pol-

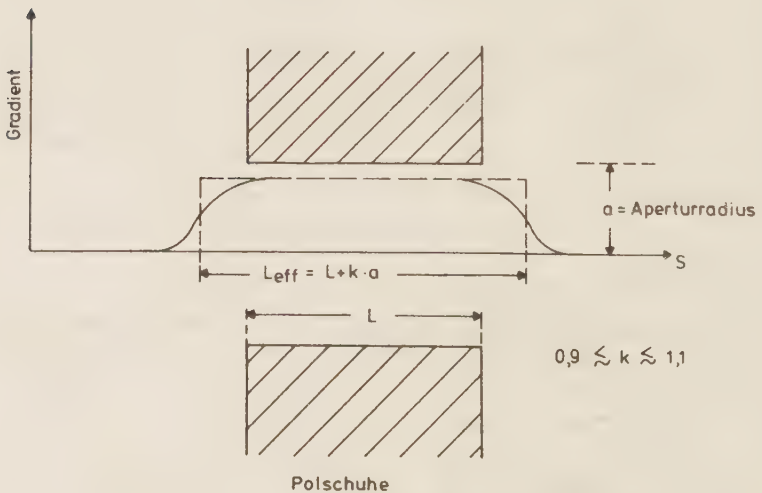


Abb. 15 Die effektive Länge eines Quadrupolsingletts

schuhe hinaus und ist nicht scharf begrenzt. Um dies in der linearen Approximation berücksichtigen zu können, führt man die effektive Länge L_{eff} des Singletts ein (Abb. 15).

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{mech}} (1 + \eta \cdot a)$$

L_{mech} = Länge der Polschuhe

a = halber Polschuhabstand (Aperturradius)

Gewöhnlich wird dabei $\eta = 1$ angenommen (BAN 66). Um zu untersuchen, welche Auswirkungen diese Annahme auf Form und Position der Transmissionsfunktion hat, wurde der effektive Raumwinkel für $\eta = 0.9$ und $\eta = 1.1$ berechnet (Abb. 16). Dabei wurden alle Parameter, insbesondere auch (k_1^0, k_2^0) (s. S.42), konstant gehalten. Wie man sieht, bleibt die generelle Form der Transmissionsfunktion fast unverändert; die Lage des Maximums ändert sich jedoch relativ zu $\eta = 1$ um etwa 2 %.

2) Einfluß der Wahl der Linsenparameter k_1^0, k_2^0

Wie bereits erwähnt (s. S.42), unterliegt die Wahl geeigneter Linsenparameter (k_1^0, k_2^0) innerhalb eines bestimmten Bereichs einer gewissen Willkür, da für alle Werte nahezu der gleiche maximale Raumwinkel erreicht wird. So können z.B. für den hier beschriebenen Aufbau des Quadrupolspektrometers anstelle von $k_1^0 = 3.51$ (1/m) und $k_2^0 = 3.58$ (1/m) auch die Werte (k_1^0, k_2^0) = (3.48, 3.48), also eine symmetrische Einstellung des Dubletts, benutzt werden. Wie die Abb. 17 und 18 zeigen, führt dies im wesentlichen zu einer nur geringfügigen Ab-

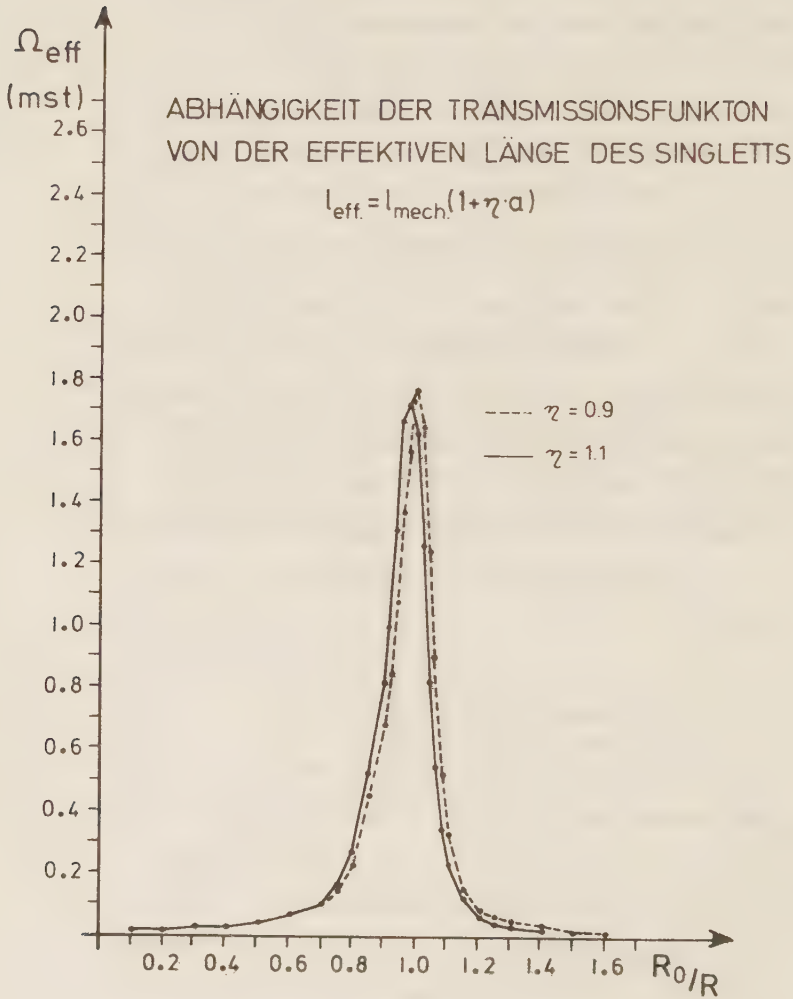


Abb. 16 (Rechnung mit Parametersatz A, s. S. 82)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI WAHL
VERSCH. SÄTZE VON LINSENPARAMETERN
 k_1^0, k_2^0

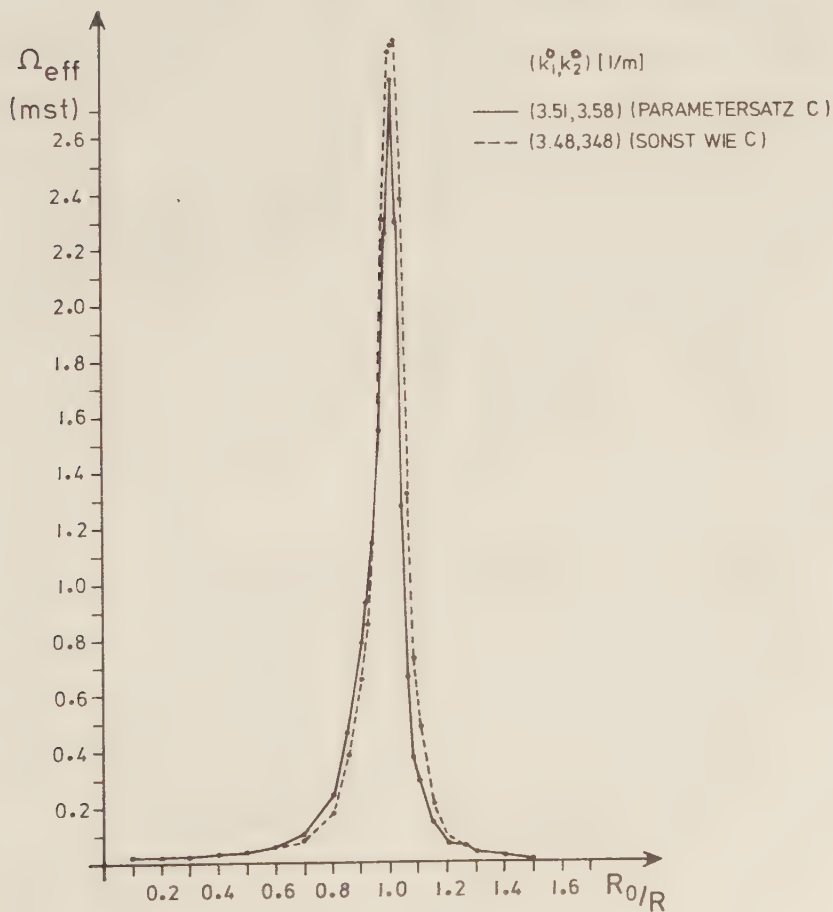


Abb.17

(Parametersatz s. S. 82 , Definition von k_1^0, k_2^0
s. S. 42)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI WAHL
VERSCH. SÄTZE VON LINSENPARAMETERN
(k_1^0, k_2^0)

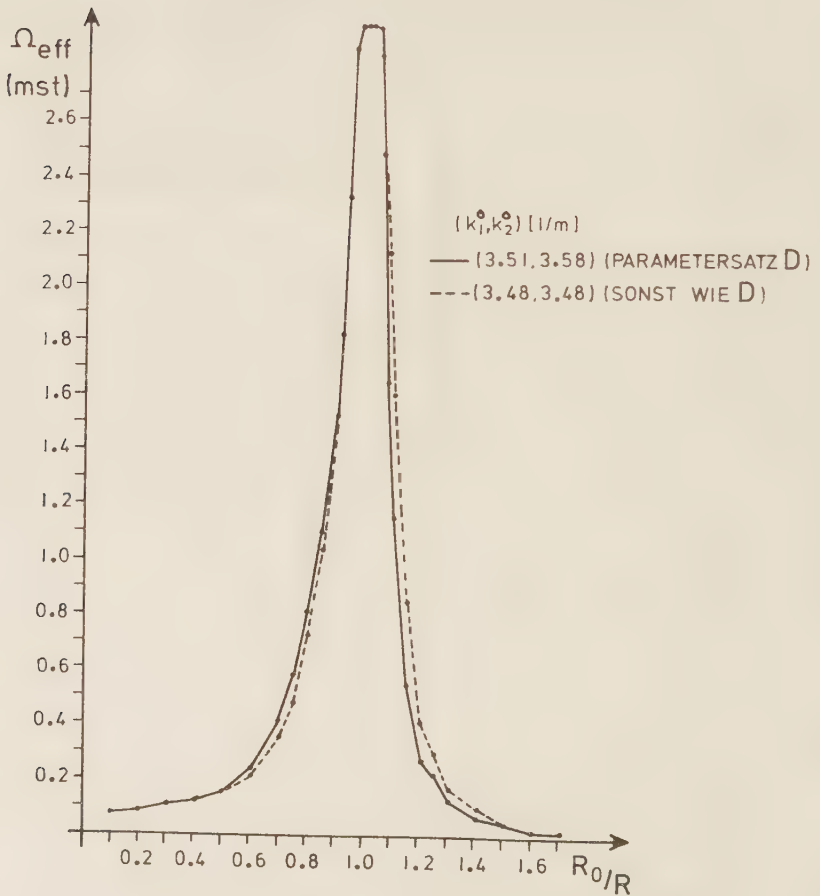


Abb. 18

(Parametersatz s. S. 82 , Definition von k_1^0, k_2^0
s. S. 42)

senkung von Ω_{eff} für $R_o/R < 1$ und einem etwas größeren Raumwinkel für $R_o/R > 1$. Welche Linsenparameter man wählt, hängt von den speziellen experimentellen Erfordernissen ab.

3) Einfluß der Strahlfleckgröße

Da ein Gegenstandspunkt (x_o, y_o) am Target in den Bildpunkt $(m_x y_o, m_y y_o)$ in der Detektorebene abgebildet wird (s. S.32), bestimmt bei der Punkt-zu-Punkt-Abbildung allein die Ausdehnung des Strahlflecks am Target und die Vergrößerung (m_x, m_y) die Ausleuchtung der Detektorblende. Im allgemeinen Fall hängt die Größe des Bildflecks jedoch von der Divergenz ab. Mit zunehmendem Strahlfleckdurchmesser enden immer mehr Teilchenbahnen außerhalb der Detektorblende, was zu einer Verminderung des maximalen Raumwinkels führt (Abb. 19). Der Einfluß der Strahlfleckgröße ist dabei zunächst umso geringer, je größer die Blende des Detektors ist (Abb. 20).

4) Einfluß einer Versetzung des Mittelpunktes des Strahlflecks

Liegt der Mittelpunkt des Strahlflecks nicht mehr auf Mittelachse des Spektrometers, so haben die unterschiedlichen Vergrößerungen des Spektrometers in x- und y-Richtung (m_x, m_y) entscheidende Auswirkungen auf die Transmissionsfunktion. Da das Spektrometer so betrieben wird, daß das 1. Singlett in y-Richtung fokussiert, in x-Richtung dagegen defokussiert, muß das 2. Singlett in y defokussierend, in x aber fokussierend wirken. Dies hat zur Folge, daß das Spektrometer in x-Richtung verkleinert, in y-Richtung dagegen vergrößert $(m_x = 0.3, m_y = 3 \text{ für Punkt-zu-Punkt-Abbildung})$ (Abb. 13).

Aus diesem Grunde hat bei dem gewählten Blendendurchmesser eine Versetzung des Strahlflecks in x-Richtung um 1 mm keinen Einfluß auf die Transmission (Abb. 21 und 22 , (x_0, y_0) bezeichnen hier die Koordinaten des Strahlflecksmittelpunktes). Eine Versetzung in y-Richtung um 1 mm bewirkt dagegen infolge der starken Vergrößerung m_y eine Verringerung der Ausleuchtung des Detektors und damit eine starke Reduzierung des effektiven Raumwinkels. Wie zu erwarten, ist dabei die Abnahme des maximalen Raumwinkels bei Benutzung einer kleineren Detektorblende am stärksten.

5) Einfluß der Öffnung des Schlitzsystems vor dem Spektrometer

Die Abb. 23 und 24 zeigen, daß die Schlitzöffnung im wesentlichen den maximalen Raumwinkel bestimmt (x_s, y_s = Schlitzöffnungen). Dieser nimmt mit zunehmender Öffnung, d.h. zunehmender maximaler Divergenz, solange zu, wie die Bahnen durch die Quadrupollinse akzeptiert werden und noch innerhalb der Detektorblende enden. Ist diese Grenze erreicht, so führt eine weitere Öffnung zu keiner weiteren Zunahme des maximalen Raumwinkels mehr. Wird der Durchmesser der Detektorblende so groß gewählt, daß alle Teilchen, die die Linse passiert haben, auch innerhalb der Blende enden, kann der maximale Raumwinkel des Spektrometers als Funktion der Schlitzöffnung aus Abb. 25 entnommen werden.

Mit dem Programm QSPEK wurde hierzu Ω für $R_0/R = 1$ als Funktion der Schlitzöffnung berechnet. Wie sich zeigte, kann $\Omega_{\max} = \Omega (R_0/R = 1)$ wie folgt angegeben werden:

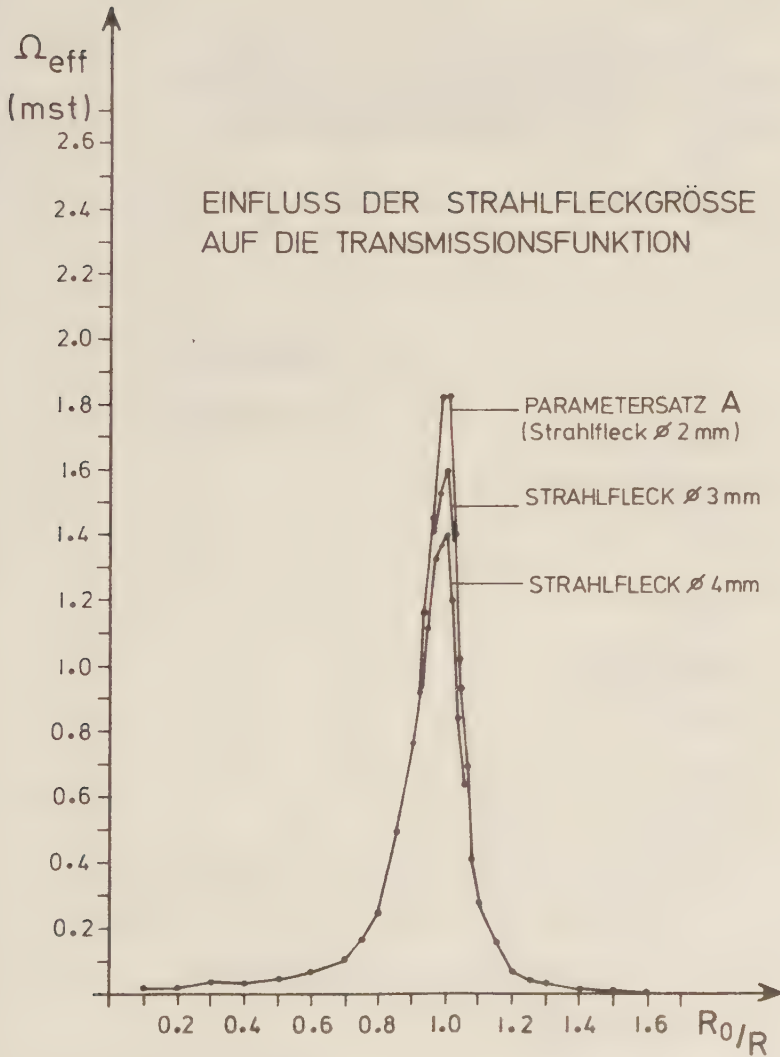


Abb. 19

(Parametersatz s. S.82 . Bei den Rechnungen wurde
nur der Strahlfleckdurchmesser geändert.)

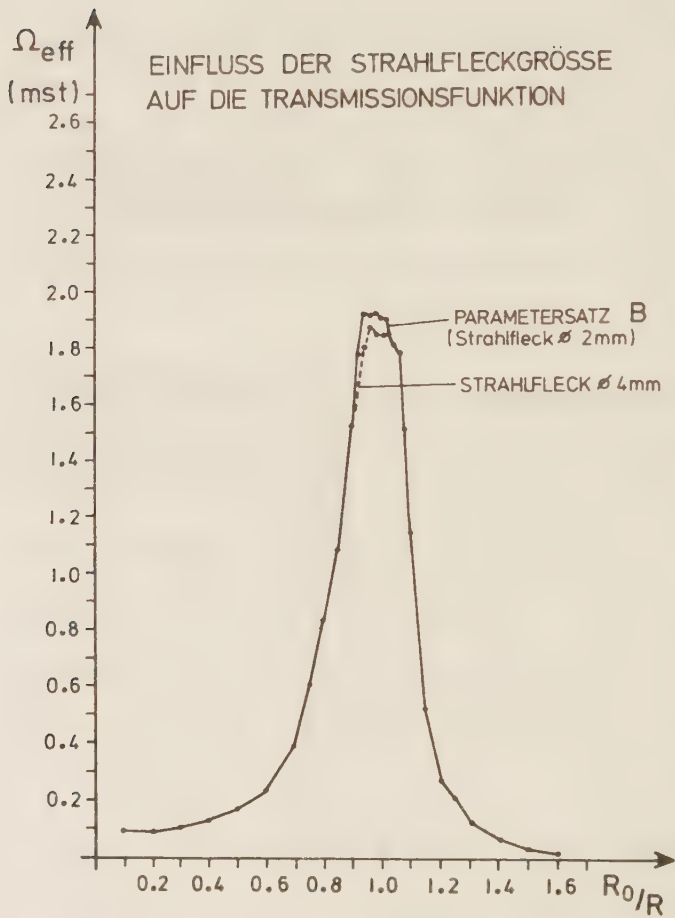


Abb. 20

(Parametersatz s. S. 82 . Bei den Rechnungen wurde
nur der Strahlfleckdurchmesser geändert.)

EINFLUSS DER STRAHLFLECKVERSETZUNG AUF DIE TRANSMISSIONSFUNKTION

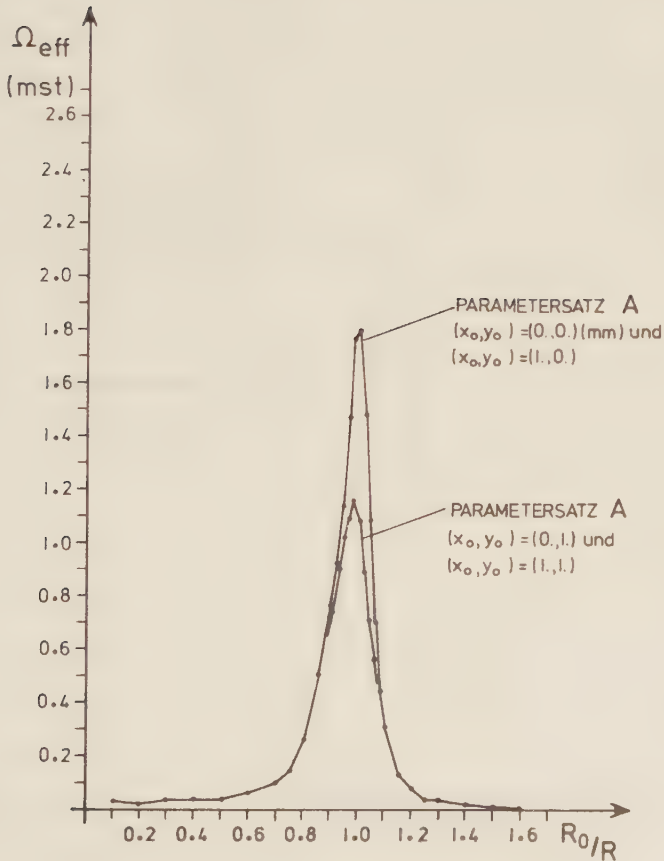


Abb. 21

(Parametersatz s. S. 82 . Die Koordinaten (x_0, y_0) bezeichnen hier den Mittelpunkt des kreisförmigen Strahlflecks. Der Punkt $(x, y) = (0, 0)$ liegt auf der Mittelachse des Spektrometers. Koordinatensystem s. S. 25)

EINFLUSS DER STRAHLFLECKVERSETZUNG AUF DIE TRANSMISSIONSFUNKTION

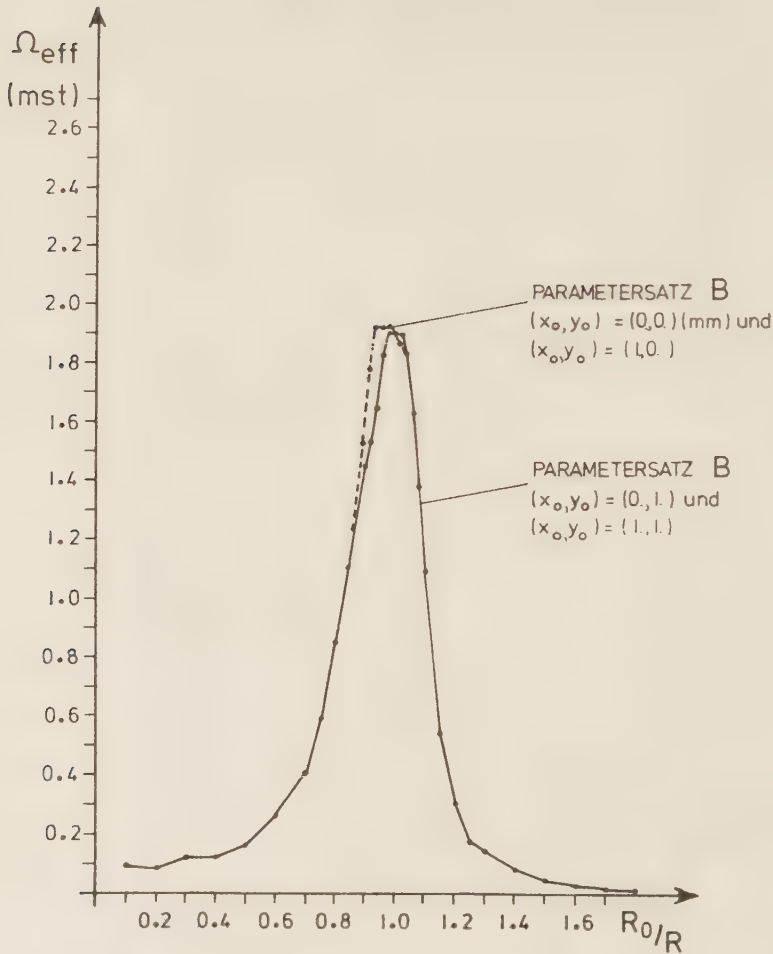


Abb.22

(Parametersatz S. S. 82 . Die Koordinaten (x_0, y_0) bezeichnen hier den Mittelpunkt des kreisförmigen Strahlflecks. Der Punkt $(x, y) = (0, 0)$ liegt auf der Mittelachse des Spektrometers. Koordinatensystem s. S.25)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI VERSCH. SCHLITZÖFFNUNGEN

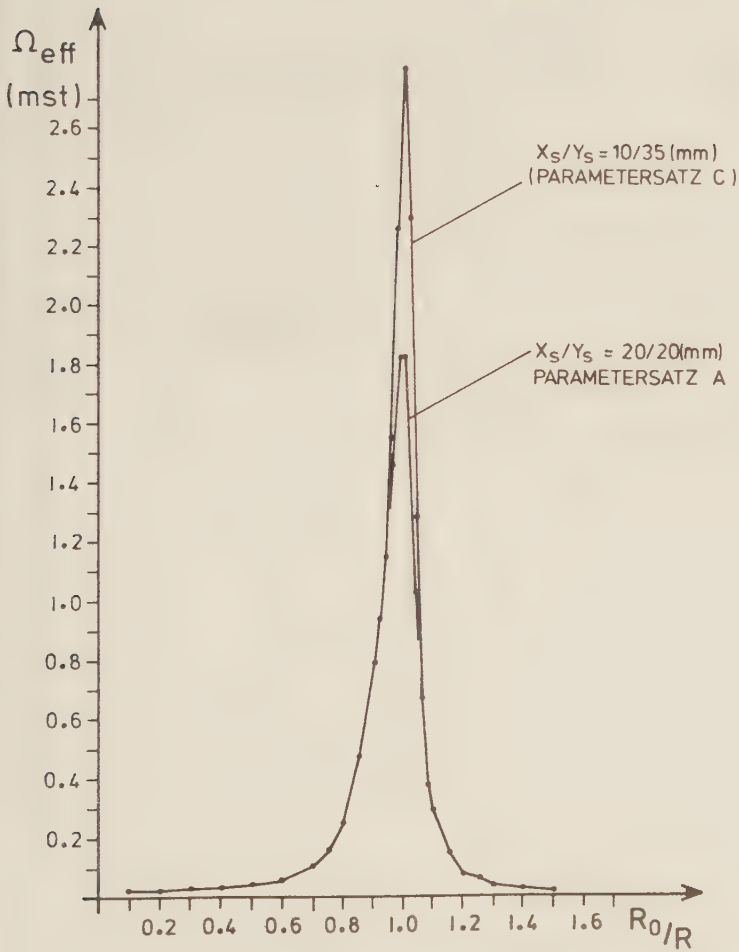


Abb.23

(Parametersatz s. S.82)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI VERSCH. SCHLITZÖFFNUNGEN

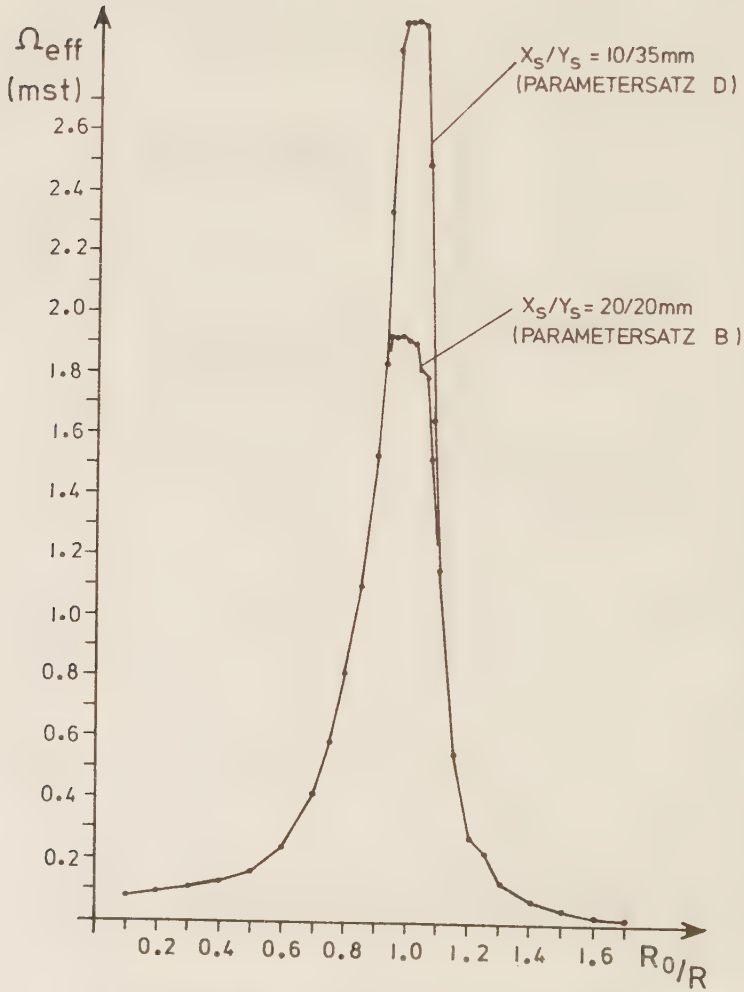


Abb.24 (Parametersatz s. S. 82)

ABHÄNGIGKEIT DES MAX. RAUMWINKELS VON DER SCHLITZÖFFNUNG X_S/Y_S

$$k_1^0 = 3.51 (1/m)$$
$$k_2^0 = 3.58 (1/m)$$

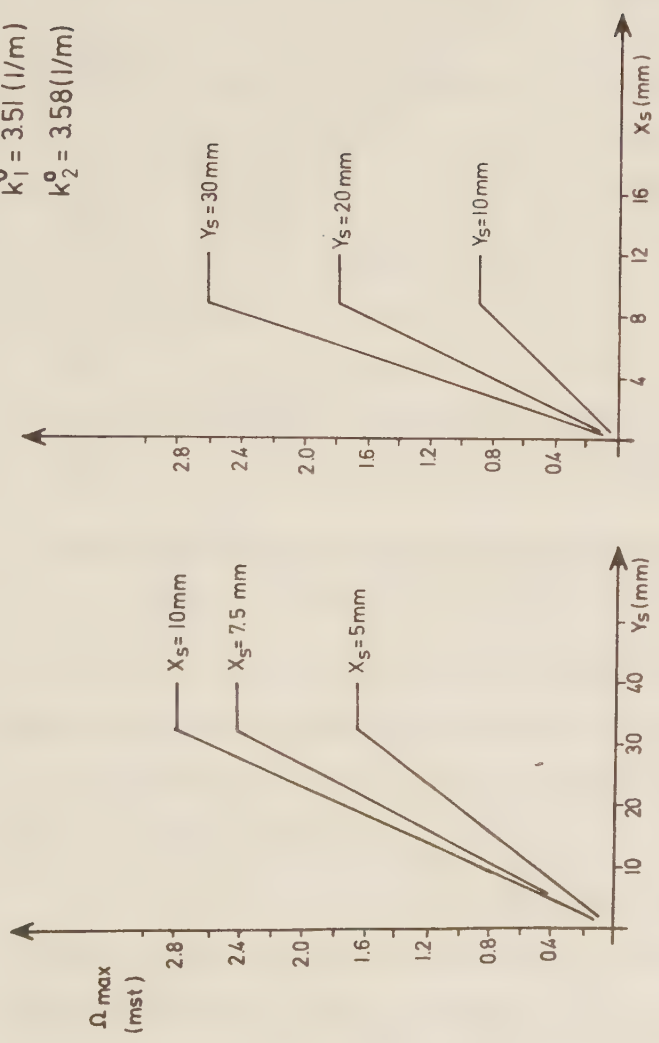


Abb.25

Abhängigkeit des max. Raumwinkels von der Öffnung der Schlitz in x- und y-Richtung (s. S.53)

$$\Omega_{\max} = 0.01 \cdot x_s \cdot y_s \quad \begin{array}{l} 0 \leq x_s \leq 8.8 \text{ mm} \\ 0 \leq y_s \leq 32.5 \text{ mm} \end{array}$$

$$\Omega_{\max} = 0.325 \cdot x_s \quad \begin{array}{l} 0 \leq x_s \leq 8.8 \text{ mm} \\ y_s \geq 32.5 \text{ mm} \end{array}$$

$$\Omega_{\max} = 0.088 \cdot y_s \quad \begin{array}{l} x_s \geq 8.8 \text{ mm} \\ 0 \leq y_s \leq 32.5 \text{ mm} \end{array}$$

$$\Omega_{\max} = 2.9 \quad \begin{array}{l} x_s \geq 8.8 \text{ mm} \\ y_s \geq 32.5 \text{ mm} \end{array}$$

(Ω in mst: x_s, y_s in mm)

D) Der Einfluß von Blendensystemen im Quadrupolspektrometer auf die Transmissionsfunktion

1) Die Wirkung von Blenden vor und nach dem Quadrupoldublett

Ein auffallendes Merkmal der bisher diskutierten Transmissionsfunktionen ist ihr steiler Abfall für von R_0 abweichende magnetische Steifigkeiten. Sie erreicht dabei aber nicht den Wert Null. Durch den Einbau geeigneter Blendensysteme in den Strahlengang kann diese Filterwirkung des Spektrometers für magnetische Steifigkeiten weiter verbessert werden. Insbesondere kann man eine Ausblendung aller Teilchen außerhalb eines gewissen Bereichs um R_0 erreichen.

Eine Möglichkeit besteht nun darin, die chromatische Aberration der Linse auszunutzen und Teilchen unerwünschter magnetischer Steifigkeit innerhalb der Linse oder zwischen dem

letzten Singlett und dem Detektor mittels einer Lochblende auszublenden. Hier soll nur die Wirkung von Blenden in der letzten Driftstrecke diskutiert werden. Um eine Vorstellung über die notwendigen Blendenabmessungen zu bekommen, wurde das Strahlprofil nach dem letzten Singlett für verschiedene magnetische Steifigkeiten berechnet (Linsenparameter jeweils: k_1^0, k_2^0) (3.51, 3.58 1/m); sonstige Daten wie Tabl. S.82). Dazu wurde mit dem Programm QSPEK die Bahn von jeweils 10 000 Teilchen durch das Spektrometer verfolgt und die Verteilung der x-Koordinaten (bzw. y) als Funktion des Abstandes von Target berechnet (Abb. 26 + 27). Wie man sieht, existiert für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 im Abstand von 1.80 m ein ausgeprägter Fokus in x-Richtung. Das 1. Singlett wurde dabei in y-Richtung fokussiert angenommen. Die Ausdehnung des Strahls in x-Richtung beträgt ca. 3 mm, in y-Richtung dagegen etwa 9 mm. Für Teilchen der magnetischen Steifigkeit $R = 1.4 R_0$ beispielsweise beträgt am gleichen Ort als Folge der chromatischen Aberration die Abmessung des Strahles in x-Richtung 25 mm, in y-Richtung 40 mm (Abb. 28). Bringt man nun an der Stelle des engsten Strahlquerschnitts eine Blende mit entsprechenden Abmessungen an, so kann man erreichen, daß alle Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 die Blende passieren, während Teilchen anderer Steifigkeiten verstärkt ausgeblendet werden. Bei den Rechnungen wurden Kreisblenden im Abstand von 1.80 m vom Target angenommen. Wie man den Abb. 29 + 30 entnimmt, führt dies zu einer weiteren starken Absenkung des effektiven Raumwinkels für Teilchen mit von R_0 verschiedener magnetischer Steifigkeit und damit zu

STRAHLPROFIL NACH DEM QUADRUPOLSPEKTROMETER
LÄNGS DER X-ACHSE FÜR TEILCHEN DER MAGN. STEIFIGKEIT R_0

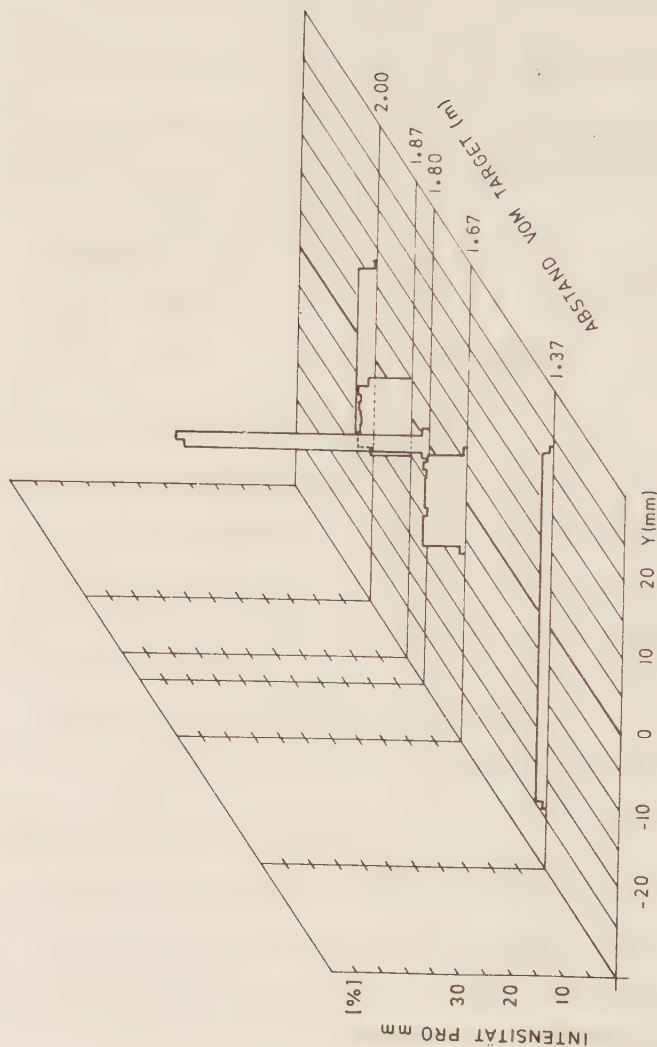


Abb. 26

(Für die Rechnung wurden die im Parametersatz D angegebenen Werte benutzt.
Linsenparameter (k_1^0, k_2^0) = (3.51, 3.58) (1/m)

STRAHLPROFIL NACH DEM QUADRUPOLSPEKTROMETER
LÄNGS DER Y-ACHSE FÜR TEILCHEN DER MAGN. STEIFIGKEIT R_0

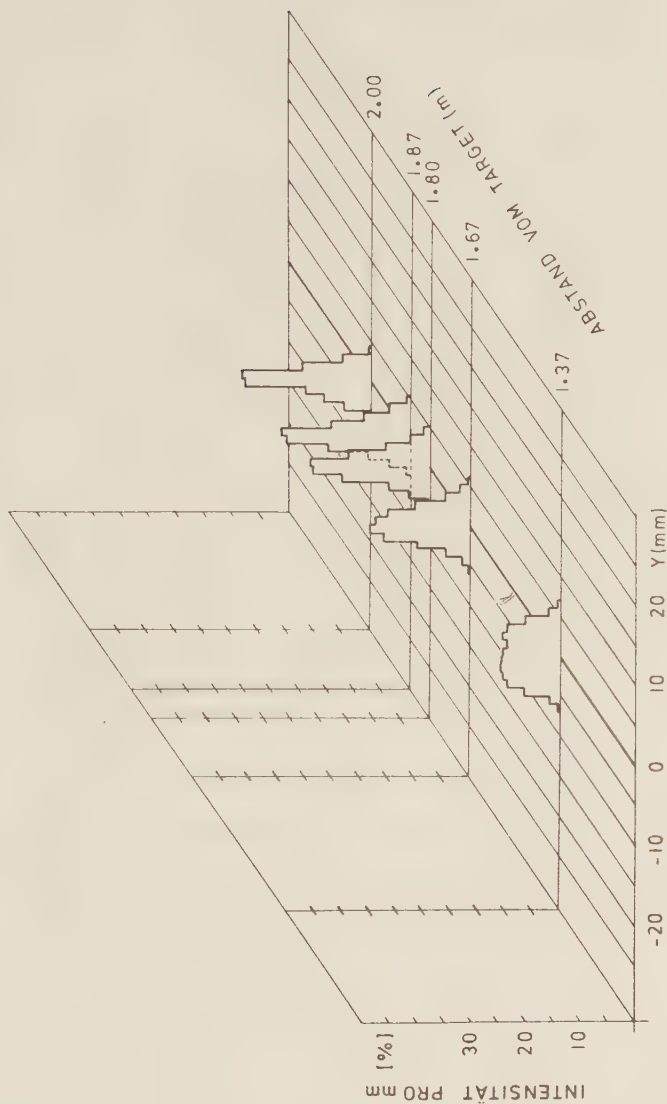


Abb. 27

(Für die Rechnung wurden die im Parametersatz D angegebenen Werte benutzt.
Linsenparameter (k_1^0, k_2^0) = (3.51, 3.58) (1/m)

STRAHLPROFIL NACH DEM QUADRUPOLSPEKTROMETER
FÜR TEILCHEN DER MAGN. STEIFIGKEIT $R = 1.4 R_0$

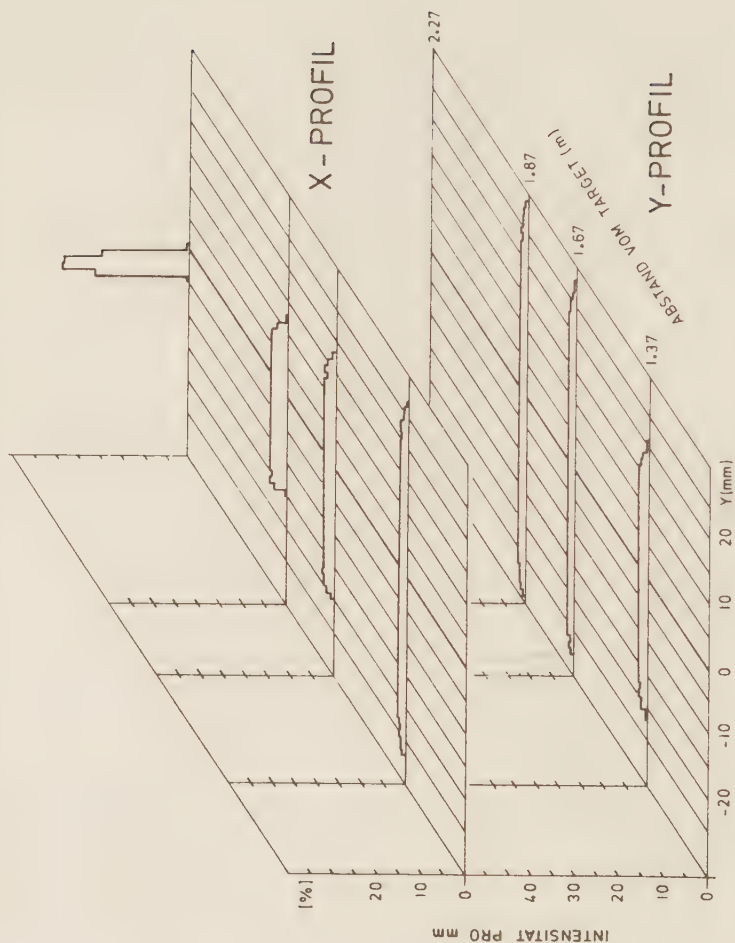


Abb.28

(Für die Rechnung wurden die im Parametersatz D angegebenen Werte benutzt.
Linsenparameter (k_1^0, k_2^0) = (3.51, 3.58) (1/m)

einer wesentlich verbesserten Filterwirkung.

Der maximale Raumwinkel des Spektrometers bei $R_0/R = 1$ wird dabei jedoch in einem weitaus geringeren Maße herabgesetzt. Will man Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 ausblenden, kann eine Kreisscheibe an gleicher Stelle verwendet werden. (Abb. 31).

Eine weitere Möglichkeit besteht nun darin, Teilchen mit einer zentralen Kreisscheibe vor dem 1. Singlett auszublenden. Dadurch wird verhindert, daß Teilchen, die mit kleiner Divergenz nahe der Mittelachse laufen und deshalb nur schwach vom Magnetfeld beeinflußt werden, in den Detektor gelangen.

Wie man in Abb. 32 sieht, reduziert man damit wesentlich die durch diese Teilchen verursachten Ausläufer der Transmissionsfunktion zu großen und kleinen magnetischen Steifigkeiten hin. Die im Bild angegebenen Durchmesser beziehen sich auf eine Blende in der Ebene des Schlitzsystems (Abstand Target - Schlitz: 0.32 m). Natürlich kann diese Blende bei entsprechender Änderung ihrer Maße an jede Stelle vor dem 1. Singlett gesetzt werden.

Durch Kombination dieser beiden Blenden, einer Kreisscheibe vor dem 1. Singlett und einer Lochblende nach dem 2. Singlett erreicht man nun die bestmögliche Filterwirkung des Spektrometers (Abb. 33). So kann z.B. mit einer Kreisscheibe von 6 mm Durchmesser vor dem 1. Singlett (Abstand vom Target 32 cm) und einer Lochblende von 4 mm Durchmesser in der letzten Driftstrecke (Abstand vom Target 1.80 m) erreicht werden, daß nur Teilchen mit einer magnetischen Steifigkeit R , für die gilt:

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI AUSBLENDUNG VON
TEILCHEN MIT LOCHBLENDE NACH DEM
2.SINGLETT

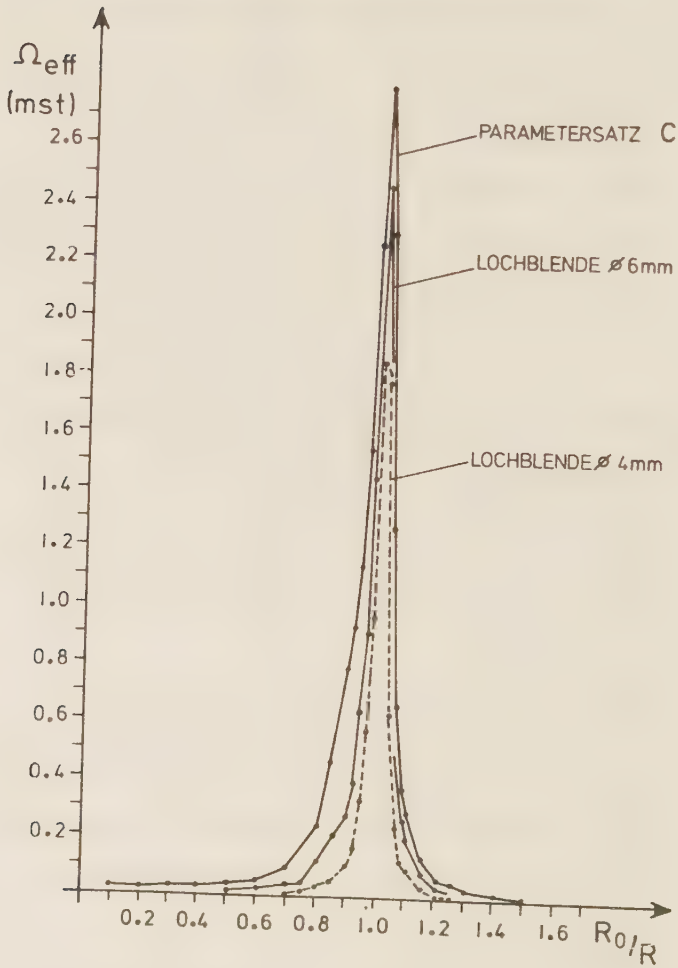


Abb.29

(Parametersatz s. S.82 , Abstand Target - Lochblende: 1.80 m)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI AUSBLENDUNG VON
TEILCHEN MIT LOCHBLENDE NACH DEM
2.SINGLETT

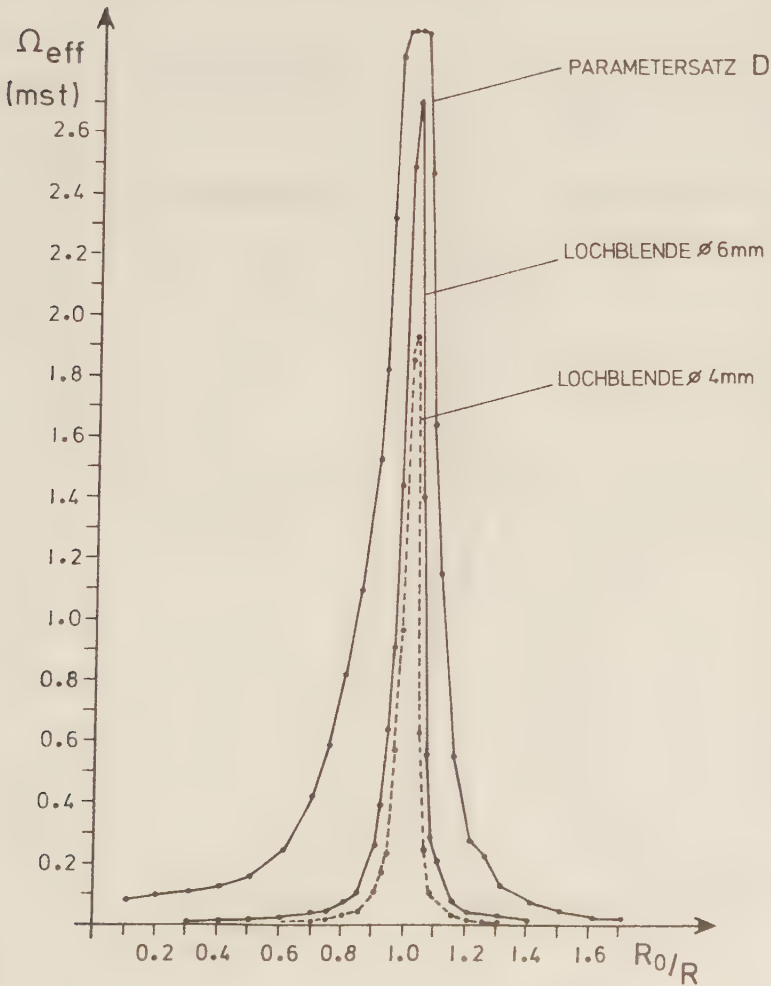


Abb. 30

(Parametersatz s. S.82 , Abstand Target - Lochblende: 1.80 m)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI AUSBLENDUNG
DES ZENTRALEN STRAHLES DURCH
KREISSCHEIBE NACH DEM 2. SINGLETT

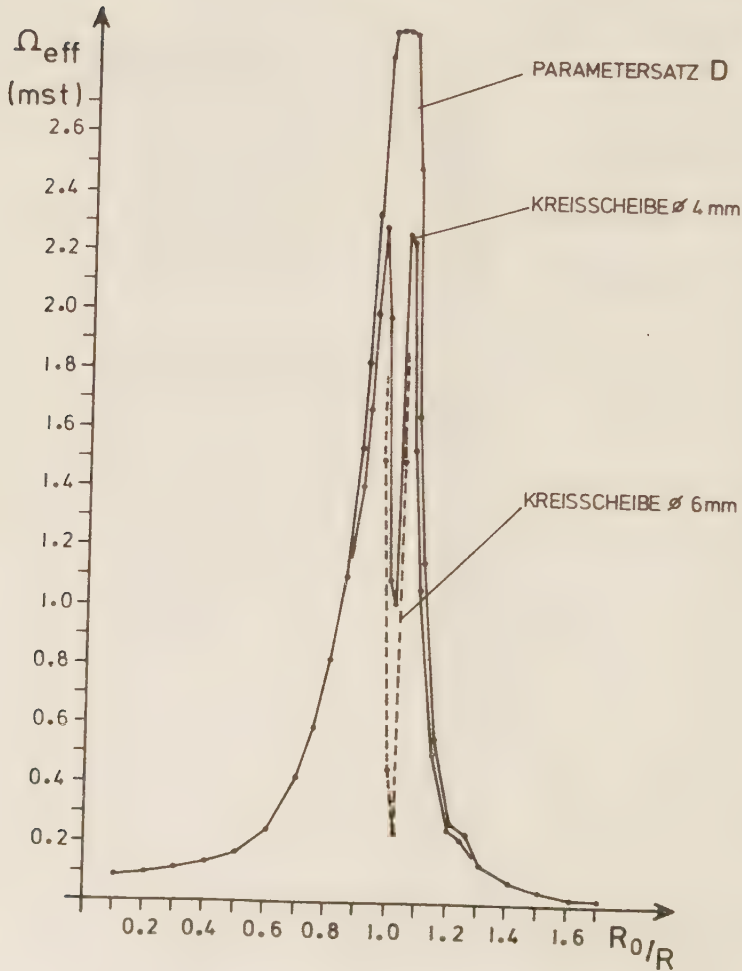


Abb.31

(Parametersatz s. S.82 , Abstand Target - Lochblende: 1.80 m)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI AUSBLENDUNG
DES ZENTRALEN STRAHLS DURCH
KREISSCHEIBE VOR DEM 1. SINGLETT

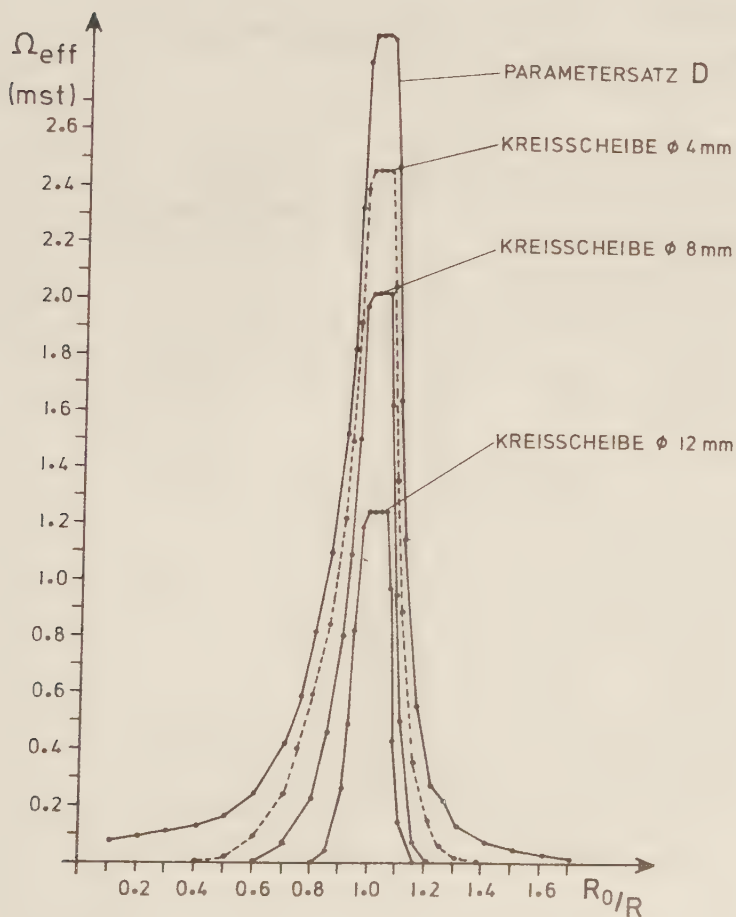


Abb.32

(Parametersatz s. S.82 , Abstand Target - Kreisscheibe: 0.32 m)

TRANSMISSIONSFUNKTION BEI AUSBLENDUNG
VON TEILCHEN MIT KREISSCHEIBE $\varnothing 6$ VOR DEM
1. SINGLETT U. MIT LOCHBLENDE NACH DEM
2. SINGLETT

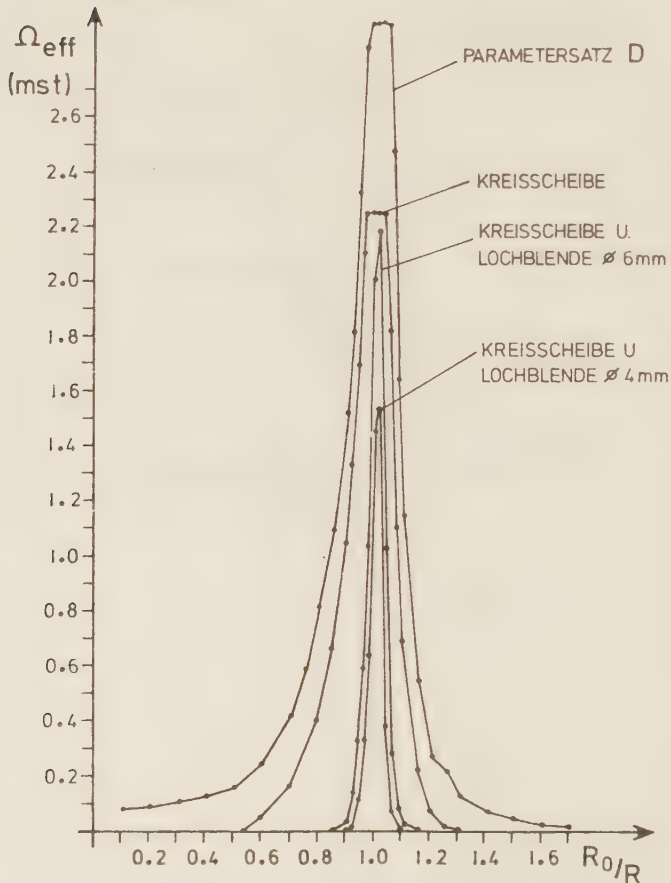


Abb.33

(Parametersatz s. S.82 ;

Abstand Target - Lochblende: 1.80 m,

Abstand Target - Kreisscheibe: 0.32 m)

$$0.9 R_0 < R < 1.1 R_0$$

in den Detektor gelangen (Abb. 33).

2) Anwendungsbeispiele des Quadrupolspektrometers mit einem Blendensystem

Die Möglichkeiten, die die Verwendung von Blenden bei Messungen mit dem Quadrupolspektrometer bietet, sollen nun anhand von konkreten Fällen diskutiert werden.

Mit einem Al-Target sollen die Ladungsaustauschreaktionen ($^{14}_N$, $^{14}_O$) und ($^{14}_N$, $^{14}_C$) untersucht werden. Der Einfachheit halber sollen alle Teilchen eine Energie von 50 MeV besitzen. Dabei muß beachtet werden, daß bei Schwerionen mehrere Ladungszustände möglich sind.

Die magnetische Steifigkeit R der Teilchen ist gegeben durch

$$R = 1.44 \cdot 10^2 \sqrt{\frac{A \cdot E}{q}}$$

R in KG · cm

A in Amu

E in MeV

q Ladungszahl

Bei gleicher Ladungszahl haben damit alle Kerne der Massenzahl $A = (^{14}_C, ^{14}_N, ^{14}_O)$ gleiche magnetische Steifigkeit.

Magnetische Steifigkeiten für $A = 14$ ($E = 50$ MeV):

Ladungszahl	5	6	7	8
R [KGcm]	761.9	634.9	544.3	476.2

Die folgende Tabelle gibt das zur Bestimmung der Transmissionsfunktion wichtige Verhältnis R_0/R für verschiedene Fokussierungsmöglichkeiten an:

Ladungszahl	5	6	7	8	= R_0/R
Fokus für 5+	1	1.19	1.40	1.59	
Fokus für 6+	0.84	1	1.17	1.33	
Fokus für 7+	0.71	0.85	1	1.13	
Fokus für 8+	0.63	0.75	0.88	1	

Ladungsverteilungen in % für ein Al-Target, $E \approx 50$ MeV (BET 72) :

	5+	6+	7+	8+
C	13	87	-	-
N	-	16	84	-
O	-	7	38	55

Verwendet man bei der Messung die auf Seite 66 beschriebene Blendenanordnung (Kreisscheibe 6 mm $\varnothing$, Lochblende 4 mm $\varnothing$), so gelangen nur Teilchen mit

$$0.9 < R_0/R < 1.1$$

in den Detektor.

Will man nun die Reaktion ($^{14}_N$, $^{14}_C$) untersuchen, so ist es aufgrund der Ladungsverteilung am günstigsten, den 6^+ - Ladungszustand von $^{14}_C$ zu fokussieren. Da jedoch unter den gegebenen Voraussetzungen ($E \approx 50$ MeV = const) Teilchen mit gleicher Masse und Ladungszahl die gleiche magnetische Steifigkeit be-

sitzen, werden dann aber auch zwangsläufig die im 6^+ - Zustand befindlichen ^{14}N - Kerne fokussiert. Für den hauptsächlich auftretenden Zustand ^{14}N (7^+) (84 %) ist jedoch $R_0/R > 1.1$ (s. Tab.s. 73). Somit gelangt bei der gewählten Blendenanordnung ^{14}N in diesem Ladungszustand nicht in den Detektor. Damit werden insgesamt also nur 16 % der gestreuten ^{14}N -Kerne in den Detektor fokussiert. Dies ermöglicht Messungen selbst unter sehr kleinen Winkeln, die sonst wegen der hohen Zählraten der elastischen Streuung zahlreiche elektronische Probleme mit sich bringen. Noch günstiger sind die Bedingungen im Falle der Messung von (^{14}N , ^{14}O). Fokussiert man hierbei nämlich ^{14}O (8^+), so gelangen überhaupt keine ^{14}N - Kerne mehr in den Detektor. Das Verhältnis R_0/R der magnetischen Steifigkeit R_0 des 8^+ - Zustand zur magnetischen Steifigkeit R des 7^+ - Zustand ist nämlich gleich 0.88 und liegt damit außerhalb des Bereiches der akzeptierten Steifigkeit ($0.9 < R_0/R < 1.1$). Da keine Teilchen des einlaufenden ^{14}N -Strahles in den Detektor gelangen werden, sind in diesem Fall sogar Messungen mit dem Quadrupolspektrometer unter 0° möglich.

Bei der Untersuchung von Reaktionen mit leichten Teilchen (p , d , t) kann die Filterwirkung des Spektrometers mit Blenden aufgrund des eindeutig bestimmten Ladungszustandes ($q = 1^+$) und des bei gleicher Energie relativ großen Unterschieds der magnetischen Steifigkeiten sogar zur Teilchentrennung ausgenutzt werden.

Wie man der Abb. 32 entnimmt, bewirkt eine Ausblendung von Teilchen, die mit geringer Divergenz nahe der Mittelachse verlaufen würden, durch eine zentrale Kreisscheibe vor dem 1. Singlett eine

Beschränkung des Bereichs der vom Detektor akzeptierten magnetischen Steifigkeiten: Nur Bahnen von Teilchen mit $b \leq Ro/R \leq c$ enden innerhalb des Detektorblende. Für Teilchen mit magnetischen Steifigkeiten außerhalb dieses Bereiches ist der effektive Raumwinkel des Spektrometers Null.

Die Grenzen b und c dieses Bereiches werden durch die Größe der Kreisscheibe bestimmt.

Blendet man z.B. durch eine Kreisscheibe alle Teilchenbahnen mit einer Anfangsdivergenz von weniger als 1° aus (Kreisscheibe $\varnothing$ 12 mm, Abstand Target-Kreisscheibe 32 cm; s. Abb.32), so werden nur Teilchen in den Detektor fokussiert, für die gilt:

$$0.8 \leq \frac{Ro}{R} \leq 1.15 \quad (\text{s. Abb.32})$$

Dies kann nun beispielsweise bei der Untersuchung einer (d,p)-Reaktion dazu genutzt werden, Protonen, Deuteronen und Tritonen ohne ein sonst notwendiges Halbleiterteleskop zu trennen. Fokussiert man etwa Protonen der Energie E_p^0 , so ergibt sich für das Verhältnis Ro/R folgender Ausdruck:

$$\frac{Ro}{R} = \sqrt{\frac{E_p^0}{M_a \cdot E_a}}$$

a = Teilchenindex des nachgewiesenen Teilchens (steht für: p,d,t)

M_a = Masse des nachgewiesenen Teilchens (Amu)

E_a = Energie des nachgewiesenen Teilchens

Ist der Bereich der vom Detektor akzeptierten magnetischen Steifigkeiten auf $b \leq Ro/R \leq c$ beschränkt, so gelangen unter diesen Bedingungen nur Teilchen der Masse M_a in den Detektor, deren Energie E_a innerhalb folgender Grenzen liegt:

$$\frac{E_p^0}{M_a \cdot c^2} \leq E_a \leq \frac{E_p^0}{M_a \cdot b^2}$$

Wählt man die Feldgradienten der Linsen so, daß Protonen von 10 MeV fokussiert werden ($E_p^0 = 10 \text{ MeV}$) und blendet Teilchen mit einer Anfangsdivergenz von weniger als 1° durch eine Kreisscheibe aus ($b = 0.8$, $c = 1.15$; siehe oben), so gelangen nur Protonen, Deuteronen und Tritonen innerhalb folgender Energiebereiche in den Detektor:

Protonen	$7.5 \text{ MeV} \leq E_p \leq 15.6 \text{ MeV}$
Deuteronen	$3.8 \text{ MeV} \leq E_d \leq 7.8 \text{ MeV}$
Tritonen	$2.5 \text{ MeV} \leq E_t \leq 5.2 \text{ MeV}$

Damit gliedert sich das gemessene Energiespektrum in einzelne Teilbereiche, in denen nur Reaktionsprodukte einer Art vorkommen (Abb.33a).

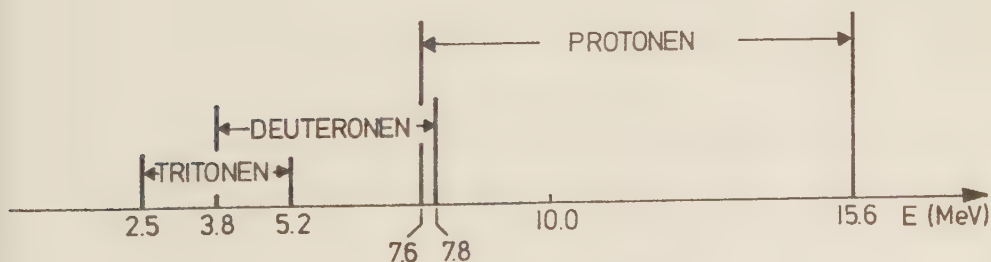


Abb.33a

Teilchentrennung bei Ausblendung von Teilchen durch eine Kreisscheibe vor dem 1. Singlett

Bei dieser Anordnung ist somit kein Halbleiterteleskop zur Teilchensortierung erforderlich. Damit wird es möglich, die im Vergleich zu einem Halbleiterteleskop gute Energieauflösung eines einzelnen Halbleiterdetektors ($\approx 12 \text{ keV}$) zur Untersuchung dieser Reaktionen auszunutzen. Außerdem werden bei diesem Aufbau Messungen mit dem Spektrometer unter 0^0 möglich, falls die Energie der einlaufenden Deuteronen größer als 7.8 MeV ist.

E) Verwendung des Quadrupolspektrometers für Flugzeitmessungen

In einem ständig zunehmenden Maße hat in den letzten Jahren die Messung von Flugzeiten bei der Untersuchung von Kernreaktionen an Bedeutung gewonnen. Sie erlaubt die Identifikation der Reaktionsprodukte nach ihrer Massenzahl

$$M = 1.93 \cdot \frac{Et^2}{S^2}$$

M in Amu

E in MeV

t in nsec

S in cm

Um eine gute Massenauflösung

$$\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta E}{E} + 2 \frac{\Delta t}{t} + 2 \frac{\Delta S}{S}$$

zu erreichen, muß unter anderem die Flugzeit t und damit der Abstand S zwischen den das Start- und das Stopsignal erzeugenden Detektoren hinreichend groß gewählt werden.

Da der Raumwinkel bei einem üblichen Flugzeitleteleskop (BAU 72 , BUS 74) durch den Stopdetektor bestimmt wird, ist mit einer Vergrößerung von S immer auch eine quadratische Abnahme des Raumwinkels und damit ein erheblicher Zählratenverlust verbunden. Anders jedoch beim Quadrupolspektrometer. Weil bei geeigneter Wahl der Feldgradienten der Linsen die Teilchen in die Detektorblende fokussiert werden können, hängt der Raumwinkel in diesem

Fälle nicht vom Abstand zum Target ab. Verwendet man deshalb den Detektor nach dem Quadrupoldublett als Stopdetektor einer Flugzeitstrecke, so kann diese ohne Verringerung des Raumwinkels verlängert werden. Aufgrund der unterschiedlichen Auslenkung der Teilchen in der Quadrupollinse sind jedoch nicht alle Bahnen gleich lang. Dies bedingt unterschiedliche Laufzeiten und damit eine gewisse Unschärfe in der Zeitmessung.

Die Länge L einer solchen Bahn von Target bis Detektor ist gegeben durch

$$L = \int_0^{L_D} \sqrt{1 + x'^2 + y'^2} \, ds$$

Für $x'^2 + y'^2 \ll 1$ kann die Wurzel entwickelt werden:

(Diese Bedingung ist gerade eine wesentliche Voraussetzung zur Beschreibung der Bahnen in der linearen Näherung (s. S.25).

$$L \approx \int_0^{L_D} \left(1 + \frac{1}{2} (x'^2 + y'^2) \right) ds$$

oder näherungsweise

$$L \approx \left[1 + \frac{1}{2} ((x'_{\max})^2 + (y'_{\max})^2) \right] \cdot L_D$$

mit L_D = Abstand Target-Detektor.

Die maximale Wegdifferenz ΔL , bezogen auf die Verbindung Targetmittelpunkt - Detektormittelpunkt, beträgt dann :

$$\Delta L = L - L_D = \frac{L_D}{2} \left[(x'_{\max})^2 + (y'_{\max})^2 \right]$$

Nimmt man für $x'_{\max}$ und $y'_{\max}$ die größten Divergenzen, die vom Schlitzsystem bei maximaler Öffnung ($x_s = 10 \text{ mm}$, $y_s = 35 \text{ mm}$) akzeptiert werden ($x'_{\max} = 20 \text{ mrad}$, $y'_{\max} = 60 \text{ mrad}$) (s. S.36

und Abb. 9), so ergibt sich bei einer Entfernung von $L_D = 1.87 \text{ m}$ der Wert

$$\Delta L \approx 3,7 \text{ mm}$$

Um einen Eindruck von der Güte dieser Abschätzung zu erhalten, wurden mit dem Programm QSPEK die Längen verschiedener Bahnen berechnet. Dazu wurden die Singletts in 20 Segmente unterteilt (s. S.38) und die Länge der Bahnelemente innerhalb dieser Segmente längs des gesamten Weges aufsummiert. Dies wurde für mehrere Schlitzöffnungen für jeweils 10 000 Bahnen durchgeführt (Abb. 34). Die Anfangswerte der Phasenraumkoordinaten wurden dabei durch gleichverteilte Zufallszahlen erzeugt (s. S.34).

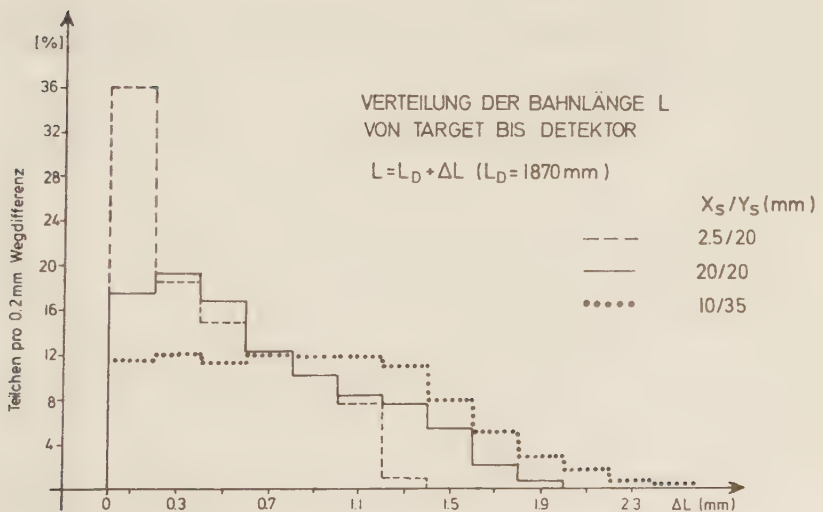


Abb.34

Verteilung der Länge der Bahnen, die von Teilchen zwischen Target und Detektor zurückgelegt werden. (x_S/y_S = Schlitzöffnung, Abstand Target - Schlitzsystem: 0.32 m)

Wie man der Abbildung entnimmt, ergibt diese Rechnung eine maximale Wegdifferenz von

$$\Delta L \approx 2.3 \text{ mm}$$

Dieser Wegunterschied hat eine relative Zeitunschärfe

$$\frac{\Delta t}{t} \approx 0.1 \%$$

zur Folge.

Für ein Teilchen der Massen 16 Amu bedeutet dies z.B. bei einer Energie von 60 MeV eine absolute Zeitunschärfe von

$$\Delta t \approx 85 \text{ psec}$$

Dieser Wert ist so gering, daß er bei einer heute üblichen apparativen Zeitauflösung von 200 psec (BUS 74, GEL 70) kaum ins Gewicht fällt. Die unterschiedlichen Längen der Bahnen im Quadrupolspektrometer beeinträchtigen damit die Zeitauflösung nicht wesentlich.

Bei der Berechnung der Transmissionsfunktion verwendete Parametersätze:

Parameter- satz	Abstand Target- 1.Singlett (cm)	Länge der Singletts (cm)	Abstand der Singletts (cm)	Abstand Target- Detektor- blende (cm)	Abstand Target- Schlitz- system (cm)	Öffnung der Schlitze in x (mm)	Öffnung der Schlitze in y (mm)	Strahl- fleck- durch- messer (mm)	Maximale radiale Auslenkung der Bahnen (mm)	Durchmesser der Detektor- blende (mm)
A	54.8	30.0	13.0	187.	32.	20.	20.	2.	31.5	10.
B	54.8	30.0	13.0	187.	32.	20.	20.	2.	31.5	20.
C	54.8	30.0	13.0	187.	32.	10.	35.	2.	31.5	10.
D	54.8	30.0	13.0	187.	32.	10.	35.	2.	31.5	20.

Die in Spalte 1-3 angegebenen Längen sind effektive Längen (s. S.47). Die mechanischen Abmessungen sind auf Seite 83 angegeben.

In allen Fällen wurde das 1. Singlett in y-Richtung fokussierend angenommen.

Falls nicht gesondert angegeben, erfolgten die Rechnungen mit den Linienparametern (k_1^0, k_2^0) (s. S.42).

F) Betrieb und Test des Quadrupolspektrometers

1) Technische Daten

Im Quadrupolspektrometer wird eine Linse benutzt, wie sie auch im Strahltransportsystem des Beschleunigerlabors Verwendung findet (Hersteller: AEG).

Die wichtigsten technischen Daten des Dubletts sind:

Polschuhabstand: (Aperturdurchmesser)	80 mm
Polschuhlänge:	260 mm
Abstand des Singletts:	170 mm
Windungszahl pro Spule:	115 Windungen
max. Feldgradient:	1 kG/cm

Durch das Dublett führt ein Strahlrohr mit einem Durchmesser von 63 mm (NW 63), so daß dadurch die Ausleuchtung der Linse auf maximal 78 % beschränkt wird. Damit wird der Einfluß von Linsenfehlern (geometrische Aberration), die bei zu großer Ausleuchtung auftreten (BAN 66, STE 65), möglichst gering gehalten.

Der Abstand des 1. Singletts vom Target beträgt beim gegenwärtigen Aufbau 57 cm, die Entfernung der Schlitze vom Target 32 cm. Die definierende Detektorblende befindet sich 1.87 m hinter dem Target. Die Stromversorgung der Singletts erfolgt durch stromstabilisierte Netzgeräte mit einer maximalen Stromstärke von 70 A (Stabilisierung: 10^{-4} vom Endwert). Der Zusammenhang zwischen dem Feldgradienten g und dem Strom I wurde rechnerisch ermittelt. Dabei wurde die Tatsache verwendet, daß

das Linienintegral $\oint \vec{H} \cdot d\vec{s}$ längs eines geschlossenen Weges gleich dem umfaßten Strom ist.

$$NI = \oint \vec{H} \cdot d\vec{s} \quad N = \text{Windungszahl der Spule}$$

Dazu wurde ein Weg gewählt, der vom Zentrum des Quadrupols durch einen Polschuh, dann durch den Yoke und zwischen zwei Polschuhen zurück zum Zentrum führt (BAN 66).

Nimmt man nun an, daß - wie beim idealen Quadrupolfeld - das Feld linear mit dem Abstand vom Mittelpunkt wächst, d.h. der Feldgradient konstant ist, so ergibt sich

$$NI = \frac{g \cdot r^2}{2\mu_0} \quad r = \text{Aperturradius}$$

Dabei wurde der Weg innerhalb des Eisens vernachlässigt, da er infolge der hohen magnetischen Permeabilität des Eisens ($\mu \sim 1000$) nur einen geringen Beitrag zum Integral liefert. Mit obigen Daten ergibt sich dann für die Quadrupollinse folgender Zusammenhang zwischen Gradient und Strom:

$$g = \alpha \cdot I$$

$$\alpha = 17.8 \cdot 10^{-3}$$

$$g \text{ in kG/cm}$$

$$I \text{ in A}$$

Der bei dieser vereinfachten Rechnung gemachte Fehler für α wird außerhalb der Sättigung des Eisens auf etwa 4 % geschätzt (BAN 66).

Der Strom I wird durch den Spannungsabfall an einem Präzisions-

widerstand von $1.5 \cdot 10^{-3}$ Ohm bestimmt.

Diese Spannungen können an zwei Digitalvoltmetern abgelesen und zur Einstellung der beiden Singletts verwendet werden.

2) Bestimmung der zur Fokussierung notwendigen Gradienten.

Sollen Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0 mit den berechneten Linsenparametern k_1 und k_2 fokussiert werden, so müssen die Gradienten im 1. Singlett (bzw. 2. Singlett) wie folgt gewählt werden:

$$g_{1(2)} = \frac{1.44 \cdot 10^{-2}}{q} \sqrt{A \cdot E} \quad k_{1(2)}^2$$

g in KG/cm

A in Amu

E in MeV

q Ladungszahl

k in 1/m

Aus dem oben angegebenen Zusammenhang zwischen dem Feldgradienten und dem Strom ergeben sich dann die hierzu notwendigen Ströme I_1 bzw. I_2 .

3) Bestimmung der Abmessungen des Bildflecks

Im Rahmen von (^6Li , d)-Messungen (s. S.113) wurden einige Tests zur Überprüfung der Funktion des Spektrometers durchgeführt. Zunächst war es wichtig zu wissen, inwieweit das Spektrometer

die berechneten ionenoptischen Eigenschaften besitzt, insbesondere ob der Bildfleck am Ort des Detektors die berechneten Abmessungen aufweist. Zur Kontrolle der Dimensionen des Bildflecks wurde an die Stelle des Detektors eine Leuchtstofffolie gebracht. Zur Herstellung dieser Folie wurde ein Plastiksintillator (NE 111) in Toluol gelöst und mit einem grün fluoreszierenden Leuchtstoff, wie er für Oszillographenröhren Verwendung findet (Leuchtstoffwerke Heidelberg), gemischt. Diese Masse wurde dann auf einer Glasplatte ausgebreitet und getrocknet. Die so erhaltene Folie wurde dann auf einen Rahmen gespannt (Abb. 35).

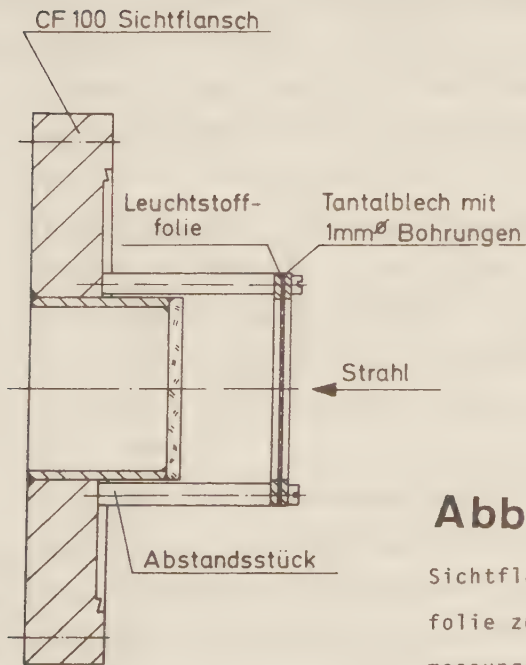


Abb. 35

Sichtflansch mit Leuchtstoff-folie zur Bestimmung der Abmessungen des Bildflecks.

Vor der Folie befindet sich ein dünnes Tantalblech, das ein Raster von Bohrungen mit 1 mm Durchmesser im Abstand von jeweils 2 mm hat. Fällt nun der Strahl auf das Blech, so leuchten nur einzelne Rasterpunkte auf, und man kann durch einen Sichtflansch unmittelbar die Größe des Bildflecks ablesen.

Bei der Messung wurde ${}^6\text{Li}^{(3+)}$ (32 MeV) an einem Au-Target gestreut und das Spektrometer unter 0° gestellt.

Zur Einstellung der Feldgradienten wurden die berechneten Linsenparameter (k_1^0, k_2^0) = (3.51 , 3.58) (1/m) und der oben angegebene Zusammenhang zwischen Gradient und Strom benutzt. Die so gefundenen Abmessungen des Bildes (in x-Richtung ≈ 2 mm, in y-Richtung ≈ 10 mm) stimmen recht gut mit dem Ergebnis der Rechnungen überein (Abb. 26 und 27). Die Größe des abgebildeten Strahlflecks auf dem Target war dabei durch den Kollimator (s. S.15) auf etwa 2 mm $\varnothing$ festgelegt.

4) Experimentelle Bestimmung der Transmissionsfunktion

Bei der Messung der (${}^6\text{Li}, d$)-Reaktion an ${}^{40}\text{Ca}$ wurde parallel zum $\Delta E - E$ - Teleskop im Quadrupolspektrometer (s. S.113) ein weiteres, im Aufbau identisches Teleskop an einem der Austrittsflansche der Kammer (s. S.14) betrieben (Raumwinkel: $0.11 \text{ mst} \pm 1\%$).

Mit beiden Teleskopen wurden Reaktionsprodukte (p, d, t) entsprechend dem Energieverlust ΔE und der Restenergie E mit Hilfe von Reichweitentabellen Online analysiert (OMA 74) und in Energiespektren einsortiert. Ein Vergleich der auf diese Art mit und ohne Quadrupolspektrometer gemessenen Energiespek-

tren gibt einen unmittelbaren Eindruck von der Filterwirkung des Spektrometers für magnetische Steifigkeiten.

Die Gradienten wurden dabei so gewählt (s. S. 85), daß Deuteronen, die den Endkern ^{44}Ti in einem angeregtem Zustand mit $E_x = 13 \text{ MeV}$ zurückgelassen haben, fokussiert wurden ($(k_1^0, k_2^0) = (3.51, 3.58 \text{ 1/m})$) (s. S. 42). Damit ist die magnetische Steifigkeit R_0 festgelegt.

Bei den in Abb. 36 gezeigten Deuteronenspektren entspricht diese Anregungsenergie etwa dem Kanal 220.

Die Wirkung der Quadrupollinse zeigt sich nun in einer, im Vergleich mit dem " Normalspektrum " (ohne Quadrupolspektrometer), deutlichen Hervorhebung von Zuständen in unmittelbarer Umgebung dieses Kanals (Abb. 36).

Dagegen wird der vom ^6Li -Aufbruch am Au-Backing des Targets herrührende, niederenergetische Untergrund in den Deuteronenspektren mit abnehmender magnetischer Steifigkeit so stark defokussiert, daß die Zählrate, anders als im " Normalspektrum ", sogar wieder abfällt.

Da mit obiger Wahl von R_0 das Verhältnis R_0/R für alle im Teleskop gestoppten Protonen der Reaktion $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li}, p)$ größer als 1.15 ist, werden diese durch das Quadrupolspektrometer stark defokussiert (Abb. 37).

Die Filterwirkung führt dazu, daß der im " Normalspektrum " mit fallender Energie ansteigende Untergrund von Verdampfungsprotonen bei der Messung mit dem Quadrupolspektrometer so stark unterdrückt wird, daß er über den gesamten Energiebereich nahezu konstant bleibt (Abb. 37).

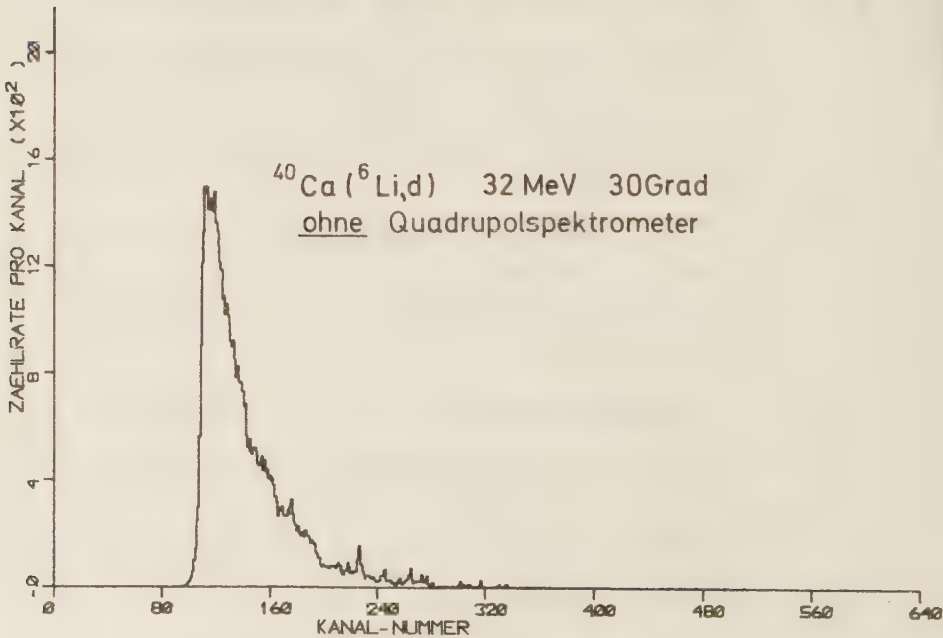
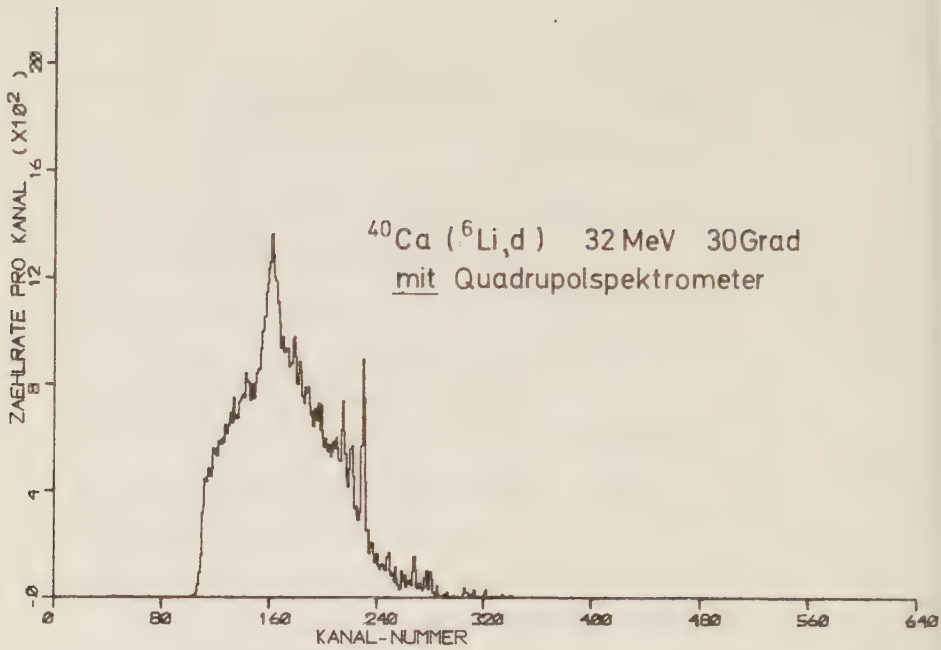


Abb. 36

Vergleich der mit und ohne Quadrupol-
spektrometer gemessenen $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li},d)$ -
Spektren.

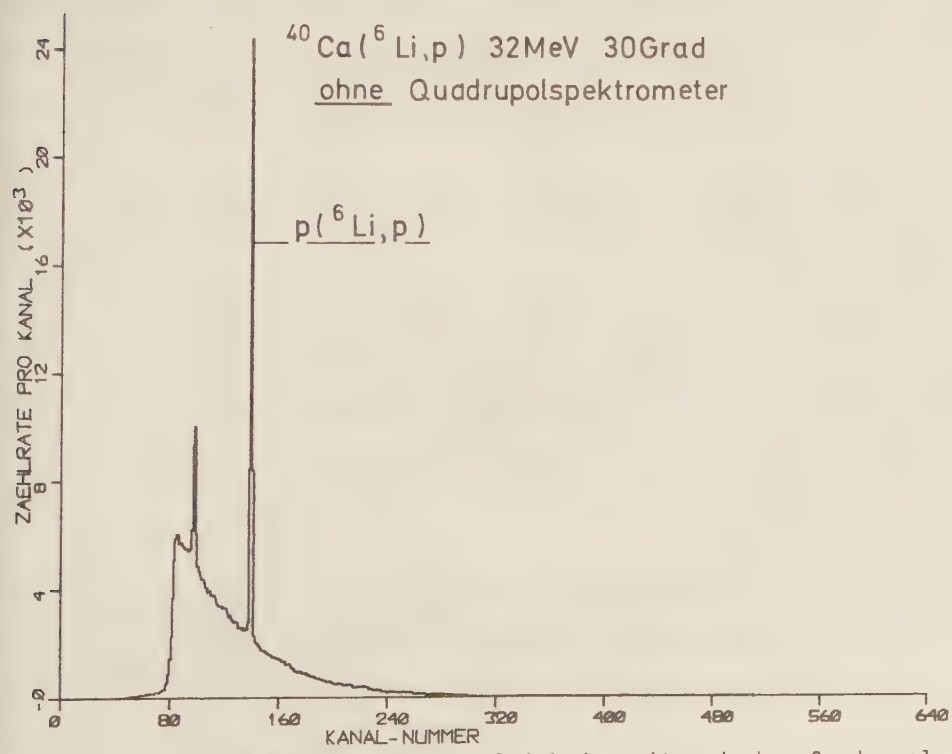
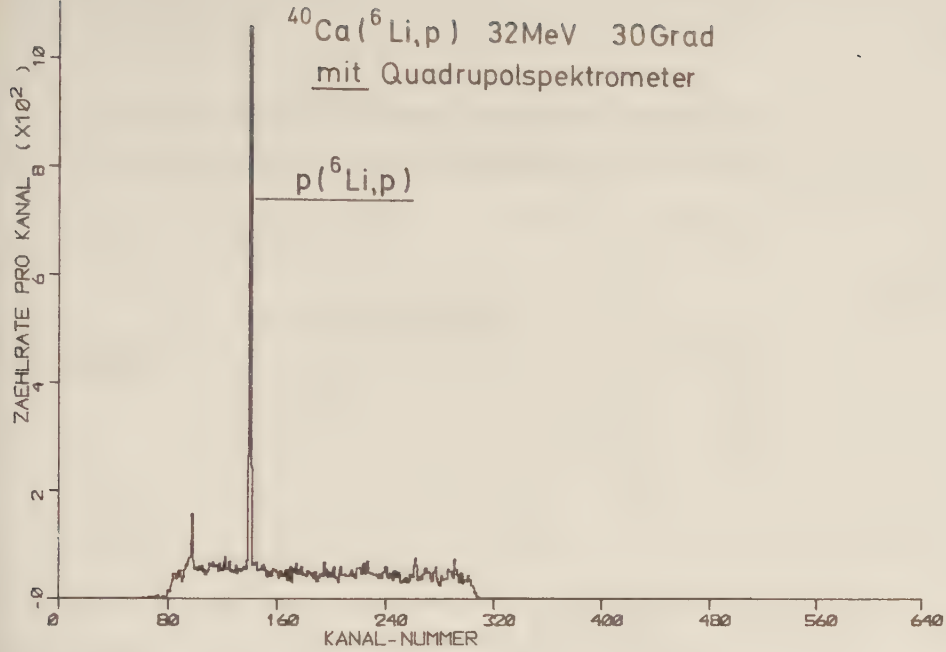


Abb. 37

Vergleich der mit und ohne Quadrupol-
spektrometer gemessenen $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},p)$ -
Spektren.

Die bei der gleichen Messung erzeugten Teilchenspektren
(Abb. 38) der Reaktionsprodukte zeigen nochmals deutlich,

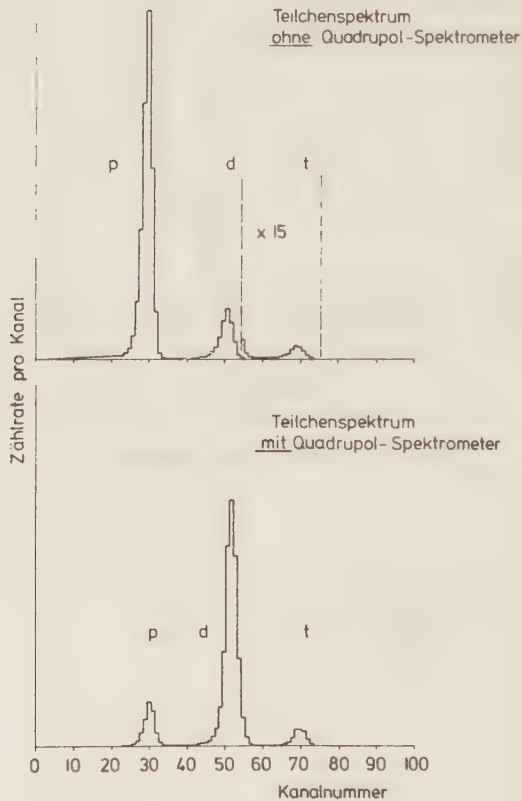


Abb. 38

Vergleich der
mit und ohne
Quadrupolspek-
trometer gemes-
senen Teilchen-
spektren.

wie die Zählrate für Deuteronen durch die fokussierende Wir-
kung der Linse, im Vergleich zur Anzahl der Protonen, ange-
hoben wird.

Aus den ohne Quadrupolspektrometer gemessenen " Normalspektren " und den mit Spektrometer gemessenen Spektren kann nun auf einfache Weise die experimentelle Transmissionsfunktion bestimmt werden.

Da für alle gemessenen Energien der Ladungszustand der analysierten Reaktionsprodukte (p, d, t) eindeutig bestimmt ist ($q = 1^+$), entsprechen jedem der Kanäle der Energiespektren von Protonen, Deuteronen und Tritonen auch eindeutig magnetische Steifigkeiten R (s. S.72). Ist nun $N_T (R)$ die für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R ohne Spektrometer und $N_Q (R)$ die mit Quadrupolspektrometer gemessene Zählrate, so ergibt sich der Raumwinkel des Spektrometers Ω_{eff} als Funktion der magnetischen Steifigkeit R aus:

$$\Omega_{\text{eff}} (R) = \frac{N_Q (R)}{N_T (R)} \Omega_{\text{Tel}}$$

Ω_{Tel} = Raumwinkel des Teleskops (im Experiment:
0.11 mst $\pm 1\%$)

Bei der Messung wurden das Teleskop und das Quadrupolspektrometer symmetrisch zur Strahlachse aufgestellt ($\Theta = 30^\circ$) und die zum Vergleich notwendigen Spektren unter gleichen experimentellen Bedingungen aufgenommen. Dadurch konnten Normierungsfehler ausgeschlossen werden. Die experimentelle Energieauflösung beider Teleskope betrug ca. 120 keV. Um über statistische Zählratenschwankungen zu mitteln, wurden in den so erhaltenen Energiespektren der Protonen, Deuteronen und Tritonen jeweils 16 benachbarte Kanäle zusammengefaßt (Mittelung über ≈ 500 keV).

Aufgrund der bekannten Energieeichung wurde nun den Kanälen eine magnetische Steifigkeit R zugeordnet und nach dem oben beschriebenen Verfahren $\Omega(R)$ bestimmt.

Die so experimentell bestimmte und auf die magnetische Steifigkeit R_0 normierte Transmissionsfunktion ist in Abb. 39 dargestellt. Wie man sieht, ergeben sich aus den p-, d- und t-Spektren überlappende Bereiche magnetischer Steifigkeit, die recht gut übereinstimmen.

Die durchgezogene Kurve gibt die mit den im Experiment gegebenen Randbedingungen (wie Parametersatz A, s. S. 82) berechnete Transmissionsfunktion wieder. Im Bereich $R_0/R \gg 1$ weicht die gemessene etwas von der berechneten Kurve ab. Der generelle Verlauf der Kurve und der maximale Wert des Raumwinkels Ω_{eff} stimmen jedoch gut mit der Rechnung überein.

Wie die bisherigen Tests zeigen arbeitet das Quadrupolspektrometer entsprechend der angegebenen Spezifikation.

Sein großer Raumwinkel, seine Selektivität für magnetische Steifigkeiten, aufgrund welcher Messungen selbst unter sehr kleinen Winkeln möglich werden, und seine besondere Eignung für Flugzeitmessungen weisen ihn als vielseitiges Instrument zur Untersuchung von Kernreaktionen aus.

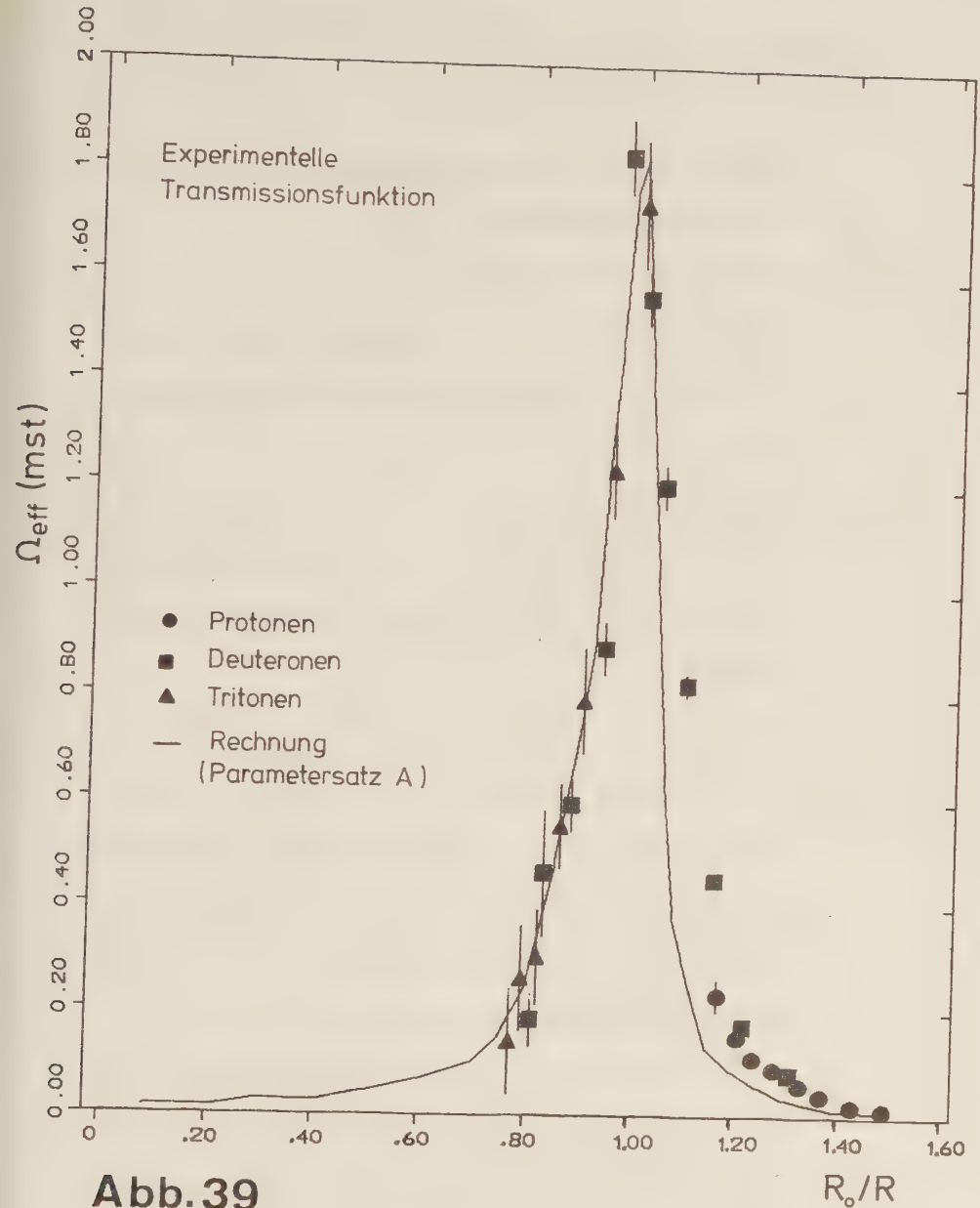


Abb.39

Vergleich der experimentell bestimmten Transmissionsfunktion mit dem Ergebnis der Rechnung. (Die im Parametersatz A (s. S.82) angegebenen Werte entsprechen den experimentelle Bedingungen).

V. Anomalien in der elastischen α -Streuung und quasimolekulare Rotationszustände

1) Überblick über den Stand der Untersuchungen zur Anomalie der elastischen α -Streuung

Messungen der elastischen α -Streuung an schweren Kernen ($A \gtrsim 50$) zeigen, daß sich über einen weiten Bereich von Kernen der Grobverlauf der Winkelverteilung nur langsam ändert: Der Wirkungsquerschnitt fällt oszillierend zu großen Winkeln hin ab (MCF 66).

Zur Beschreibung dieses offenbar von der speziellen Struktur der Kerne unabhängigen Verhaltens ist das Optische Modell gut geeignet. Es berücksichtigt die Ankopplung von Reaktionskanälen an den elastischen Kanal pauschal durch ein absorbierendes Potential.

Wie sich zeigt, kann man dabei mit sich nur geringfügig ändernden Potentialparametern die elastische Streuung für eine Vielzahl benachbarter Targetkerne und Einschußenergien gleichzeitig beschreiben. Dieses wesentlich durch die starke Absorption der α -Teilchen bedingte Verhalten ändert sich jedoch drastisch, wenn man zu Targetkernen mit der Masse $A \approx 40$ übergeht. Die zahlreichen Messungen (OES 72, LOD 69, SCH 70, GAU 69, GLS 69, BUD 65, BUD 66, BUD 68, BUDZ 68, BUD 69, GRU 66), die an Kernen der $1p$, ($2s - 1d$) und $f(7/2)$ -Schale durchgeführt wurden, zeigen eine starke Isotopenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts in Rückwärtswinkeln.

Während sich z.B. die in Rückwärtswinkeln stetig abfallende ^{44}Ca (α, α)-Winkelverteilung gut durch ein gemitteltes

Optisches Potential reproduzieren läßt, ist der Wirkungsquerschnitt der elastischen α -Streuung an ^{40}Ca bei großen Winkeln bis zu einem Faktor 100 größer als der durch das Optische Modell vorausgesagte.

Ähnliche charakteristische Änderungen der Form der Winkelverteilung in Abhängigkeit von der Nukleonenzahl zeigen auch Messungen der elastischen α -Streuung an Kalium-, Argon- und Sauerstoffisotopen.

Der in Abb. 40 dargestellte Ausschnitt aus der Nuklidkarte

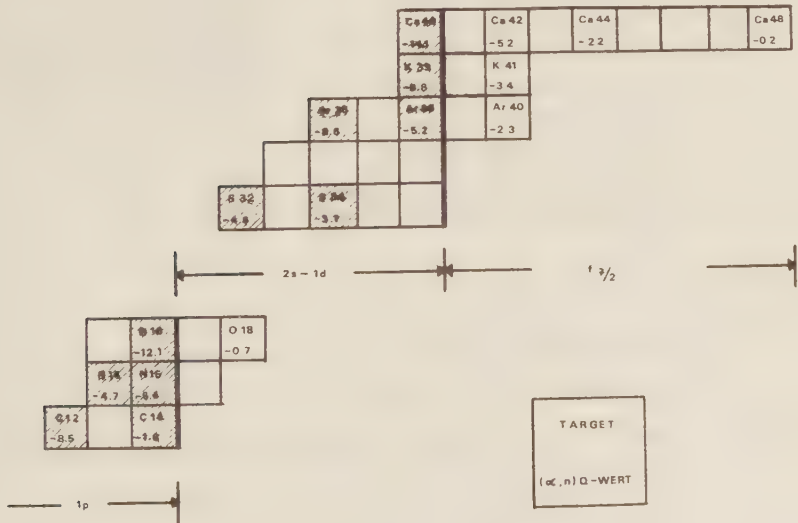


Abb. 40

Ausschnitt aus der Nuklidkarte.

(Bei den durch Schraffur gekennzeichneten Kernen wurden Anomalien in der elastischen α -Streuung gefunden.)

zeigt einen Überblick über die Kerne, bei denen das Verhalten des Wirkungsquerschnitts in Rückwärtswinkeln systematisch untersucht wurde. Bei allen in der Abbildung schraffiert gekennzeichneten Kernen wurde dabei ein anomaler Anstieg der Winkelverteilung unter großen Winkeln ($> 100^\circ$) festgestellt. Diese Übersicht läßt folgenden systematischen Zusammenhang zwischen der Anomalie und dem Neutronenüberschuß der Kerne erkennen:

anomaler Rückwärtsanstieg	normales Verhalten nach dem Optischen Modell
1) ($N=Z$)-Kern (^{40}Ca , ^{36}Ar , ^{32}S , ^{16}O , ^{14}N , ^{12}C)	Mindestens 2 Überschußneutronen besetzen die über dem zugehörigen ($N=Z$)-Rumpf befindlichen Hauptschale
2) Überschußneutronen besetzen die gleiche Hauptschale wie die äußeren Nukleonen des ($N=Z$)-Rumpfs (^{39}K , ^{38}Ar , ^{34}S , ^{15}N , ^{14}C)	(^{42}Ca , ^{44}Ca , ^{41}K , ^{40}Ar , ^{18}O)

Dies legt nochmals folgendes Bild nahe:

Am Ende einer Hauptschale zeigen alle Kerne unabhängig von der Neutronenzahl einen Rückwärtsanstieg. Die Anomalie verschwindet, wenn eine neue Hauptschale beginnt, und tritt dann gegen Ende dieser Hauptschale wieder auf.

Ogleich es zahlreiche Versuche gibt, dieses von den Voraussetzungen des normalen Optischen Modells so stark abweichende Verhalten zu erklären, konnte bis jetzt noch keine qualitative Erklärung dieser Anomalie und des dabei auftretenden Isotopeneffekts gegeben werden (EBE 70, SON 72).

Um zu einem weiteren Verständnis des Isotopeneffekts zu kommen, erschien es deshalb interessant zu untersuchen, welchen Einfluß ein einzelnes Neutron außerhalb einer abgeschlossenen Schale auf das Verhalten der Winkelverteilung in Rückwärtswinkeln hat. Liegt der Wirkungsquerschnitt der α -Streuung in Rückwärtswinkeln an einem $(N=Z+1)$ -Kern zwischen dem eines $(N=Z)$ - und $(N=Z+2)$ -Kernes, oder hat bereits ein Überschußneutron zur Folge, daß die Winkelverteilung sich dem normalen Optischen Modellverhalten annähert?

Hierzu wurde im Rahmen dieser Arbeit die elastische α -Streuung bei 24.1 MeV an den $(N=Z+1)$ -Kern ^{40}K untersucht. Die Daten werden mit der kürzlich bei gleicher Energie gemessenen ^{41}Ca (α , α) verglichen (s. S.104).

Bei Versuchen, die beobachteten Anomalien durch geeignete Parametrisierung des Optischen Potentials zu beschreiben, zeigte sich bald, daß nur eine drastische Verringerung des die Absorption in andere Reaktionskanäle berücksichtigenden Imaginärteils - verglichen mit benachbarten Kernen - zu einem starken Anstieg in Rückwärtswinkeln führt (HEF 67, LOD 69, SCH 70, GAU 69, GLS 69).

Dies wirft zwangsläufig die Frage auf, welche speziellen Reaktionsmechanismen dieses Verhalten bewirken. Alle Erklärungsversuche müssen dabei die bei ^{40}Ca (α , α) bis zu α -Energien von 50 MeV beobachtete ausgeprägte Struktur der Winkelverteilung in Rückwärtswinkeln in Betracht ziehen.

Im Laufe der Zeit wurden hierzu zahlreiche Modellvorstellungen entwickelt, die dieses Verhalten auf Austauschprozesse, intermediäre Strukturen und Potentialstreuung zurückführen:

- 1) Heavy-Particle-Stripping (NOB 71)
- 2) Streuung an α -Clustern im Target (SCN 70)
- 3) α -Cluster Knock out (AGA 73, MAR 72)
- 4) L-abhängiges Imaginärteil des Optischen Potentials
(EBE 70, KRA 73, LEG 74)
- 5) Regge-Pole (MCV 70, MCV 71)
- 6) Quasimolekulare α -Rotator-Strukturen (RIN 72)

Die Tatsache, daß die beobachteten Resonanzen bei ^{40}Ca im Bereich $8 \leq L \leq 16$ (s. S.107) sehr gut dem L (L+1)-Gesetz des idealen Rotators folgen, läßt zu einer Interpretation der Anomalie durch quasimolekulare Rotationszustände ein. Im Rahmen der Arbeit soll diskutiert werden, welche experimentellen Hinweise aus der elastischen α -Streuung diese These stützen. Außerdem wird untersucht, inwieweit man durch die α -Transferreaktion ($^6\text{Li}, d$) an ^{40}Ca diese Rotationszustände des Systems α - ^{40}Ca , die im Kontinuum liegen, bevölkern kann. Da diese Zustände ab einer Anregungsenergie von $E_x = 10$ MeV im ^{44}Ti erwartet werden, ist zu ihrer Trennung eine hinreichend gute Auflösung notwendig, die im allgemeinen mit Schwerionen-Reaktion wie ($^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}$) und ($^{12}\text{C}, ^8\text{Be}$) (MAT 74) nicht erreicht werden kann. Diese Messungen wurden mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Quadrupollinsenspektrometer durchgeführt.

2) Untersuchungen zum Isotopeneffekt in der elastischen α -Streuung
- Messung der ^{40}K (α , α) - Winkelverteilung bei 24.1 MeV

a) Experimentelle Technik

Die Experimente wurden in der großen Streukammer des Beschleunigerlabors Garching durchgeführt. Die Winkelverteilung wurde mit fünf $1000\ \mu$ Si-Halbleiterdetektoren, die im Abstand von 5° nebeneinander aufgestellt waren, gemessen.

Das verwendete KJ-Target wurde nach dem bei der Herstellung von Ca-Targets bewährten Verfahren hergestellt (OES 69). Das in natürlichem Kalium zu 0.0118 % enthaltene β -aktive ^{40}K war im Targetmaterial auf 80 % angereichert worden 20 % des Targets bestanden aus ^{39}K . Die Dicke des auf eine dünne Kohlenstofffolie aufgedampften Targets betrug $70\ \mu\text{g}/\text{cm}^2 \pm 5\%$. Die von einer Standard-Impulselektronik (Vorverstärker, Hauptverstärker, Linear Gate) gelieferten Impulse wurden mit PDP 8/PDP 10 Online-System analysiert.

Damit konnte für Winkel über 120° eine Trennung der elastischen Streuung an ^{39}K und ^{40}K erreicht werden. Für Winkel unter 120° war eine Trennung nicht möglich. Da jedoch die Daten der elastischen α -Streuung an ^{39}K bei der gleichen Energie bekannt waren (BUD 68), konnte aus den gemessenen Zählraten ($^{39}\text{K} + ^{40}\text{K}$) der ^{40}K -Anteil extrahiert werden. Der dabei gemachte Fehler wird auf ca. 15 % geschätzt. Ein weiteres Problem bei der Auswertung bereitete der nur 30 keV über den Grundzustand liegende erste angeregte Zustand von ^{40}K . Hier konnte nur für Winkel über 150° eine Abtrennung von der elastischen Streuung erreicht werden. Die Stärke dieses Zustandes konnte jedoch ungefähr abgeschätzt werden. Der 3^- -Zustand bei 30 keV ist Mitglied eines

Quadruplets, das durch Kopplung eines $d(3/2)$ -Protonen-Lochs an ein $f(7/2)$ -Neutron zustande kommt. Aus der Anregung der zu diesem Quadruplet gehörigen 2^- und 5^- -Zustände konnte abgeschätzt werden, daß der unabgetrennte Beitrag der inelastischen Streuung zur elastischen in Rückwärtswinkeln 5 % nicht übersteigen sollte. In Vorwärtswinkeln kann er jedoch infolge der dort dominierenden Rutherford-Streuung vernachlässigt werden.

Da keine absolute Messung des Wirkungsquerschnitts erfolgte, wurden die Meßdaten für Winkel kleiner als 40° nach einem Least-Square-Kriterium an die Ergebnisse einer Optischen Modellrechnung angepaßt.

b) Ergebnis der $^{40}\text{K}(\alpha, \alpha)$ -Messung bei 24.1 MeV.

Abb. 41 zeigt die Winkelverteilung der elastischen α -Streuung an ^{40}K bei 24.1 MeV. Zum Vergleich wurde das Ergebnis einer Optischen Modellrechnung eingezeichnet. Die dabei verwendete Parametrisierung ($V = 183.7$ MeV, $W = 26.6$ MeV, $r_0 = 1.4$ f, $a = 0.564$ f) des Potentials ist geeignet, das normale Streuverhalten an Kernen dieses Massenbereichs (z.B. $^{44}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ (SCH 70)) gut zu reproduzieren. Wie man sieht, weichen das Experiment und die Voraussagen des Optischen Modells in Rückwärtswinkeln um bis zu einer Größenordnung voneinander ab. ^{40}K zeigt also ähnlich wie ^{40}Ca einen starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts.

Es ist nun interessant, dieses Ergebnis mit einer kürzlich erfolgten Messung der elastischen α -Streuung an ^{41}Ca bei ebenfalls 24.1 MeV zu vergleichen (APE 74).

$^{40}\text{K}(\alpha, \alpha)$

$E_\alpha = 24 \text{ MeV}$

Abb. 41

Vergleich der

$^{40}\text{K}(\alpha, \alpha)$ -

Winkelverteilung

mit dem Voraus-

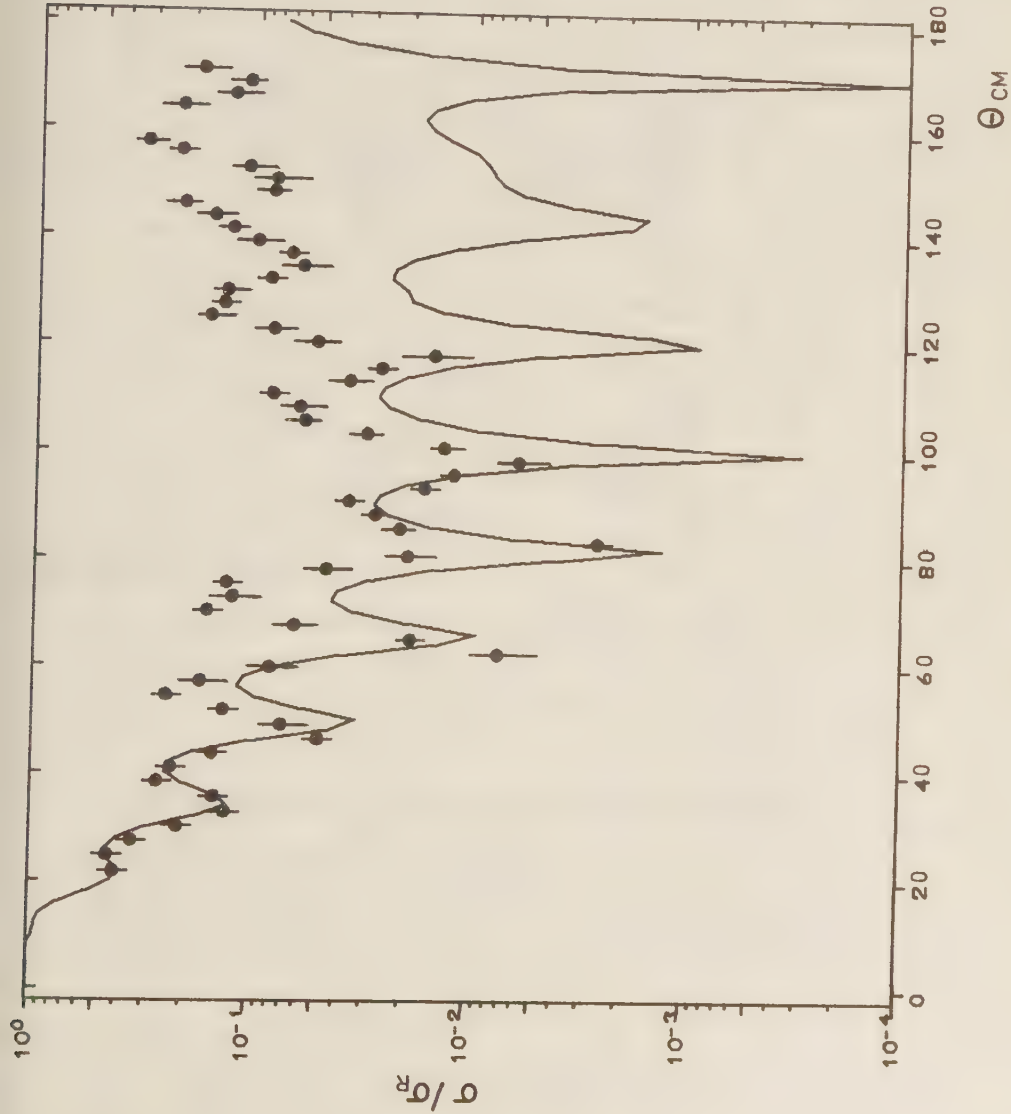
sagen eines ge-

mittelten Opti-

schen Potentials

(Parameter

s. S. 101).



Wie man der Abb. 42 entnimmt, ist die Struktur der ^{40}K (α, α) und ^{41}Ca (α, α)-Winkelverteilungen in Rückwärtswinkeln sehr ähnlich. Die Linien verbinden die experimentellen Punkte. Die Wirkungsquerschnitte sind von gleicher Größenordnung. Abb. 43

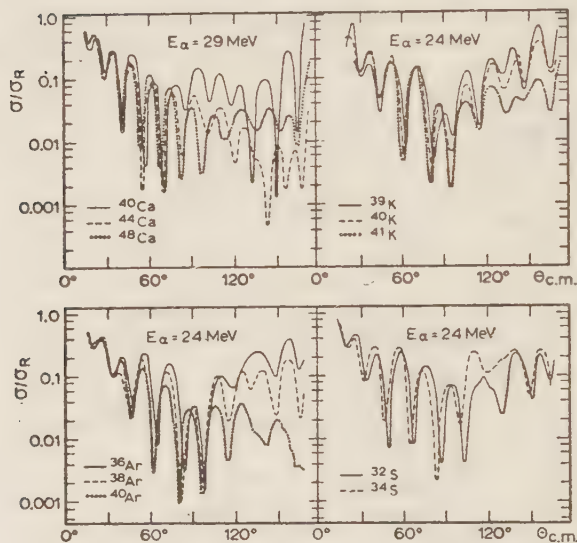


Abb. 43

Isotopenabhängigkeit der Anomalie der elastischen α -Streuung. Die Kurven geben den Verlauf der experimentellen Daten wieder (GAU 69, LOD 69, SCH 70).

gibt nochmals einen Überblick über die Isotopenabhängigkeit: Die ($A = 40$)-Kerne, ^{40}Ar , ^{40}K und ^{40}Ca zeigen, abhängig von ihrer Neutronenstruktur, ein stark unterschiedliches Streuverhalten.

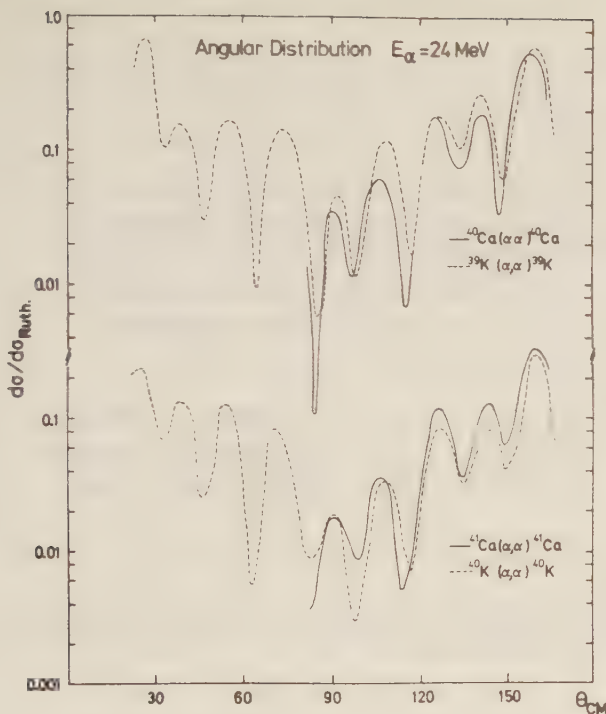
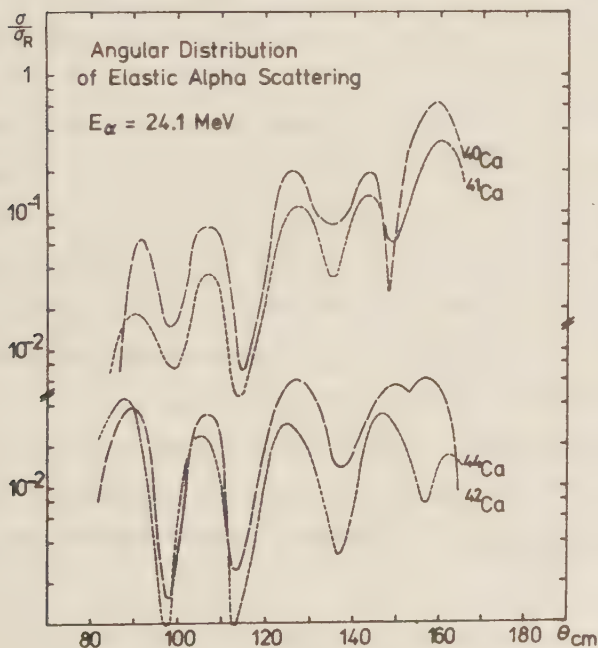


Abb.42

Vergleich der
 $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)^{40}\text{Ca}$ -,
 $^{39}\text{K}(\alpha, \alpha)^{39}\text{K}$ -,
 $^{40}\text{K}(\alpha, \alpha)^{40}\text{K}$ -
 und $^{41}\text{Ca}(\alpha, \alpha)^{41}\text{Ca}$ -
 Winkelverteilungen

(Daten: diese
 Arbeit, APE 74, GLS 69
 BUD 68).



Die wichtigsten Ergebnisse dieser Messungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- i) Die Wirkungsquerschnitte für $^{40}\text{K}(\alpha, \alpha)$ und $^{41}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ sind in Rückwärtswinkeln etwa halb so groß wie für $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$. Im Gegensatz dazu ist der Wirkungsquerschnitt für $^{42}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ etwa eine Größenordnung kleiner als der für $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ gemessene.
- ii) Es besteht eine starke Ähnlichkeit in der Struktur sowohl der ^{39}K - und ^{40}Ca -Winkelverteilungen als auch der ^{40}K und ^{41}Ca -Winkelverteilungen.

3) Mikroskopische Rechnungen und quasimolekulare α -Rotationszustände

Sowohl die Isotopen- als auch die Energieabhängigkeit der α -Streuung in diesem Gebiet zeigen, daß das Optische Modell in seiner einfachsten Form nicht anwendbar ist und eine mikroskopische Theorie der elastischen Streuung herangezogen werden muß. Das deutet sich auch bereits in Daten an, die bisher als "normal" betrachtet wurden: Die α -Streuung an ^{44}Ca z.B. folgt im wesentlichen dem Streuverhalten, das bei mittelschweren Kernen beobachtet wird. Inzwischen liegen jedoch Messungen bei höheren Energien (100 MeV, 140 MeV) vor, die nur mit einem drastisch veränderten Optischen Potential beschrieben werden können.

Umfangreiche Rechnungen (LÜH 74, EIC 74) zeigen, daß es - wie auch schon bei der elastischen α -Streuung an Zr beobachtet (PUT 74) - nicht möglich ist, die α -Streuung an diesen Kernen über den

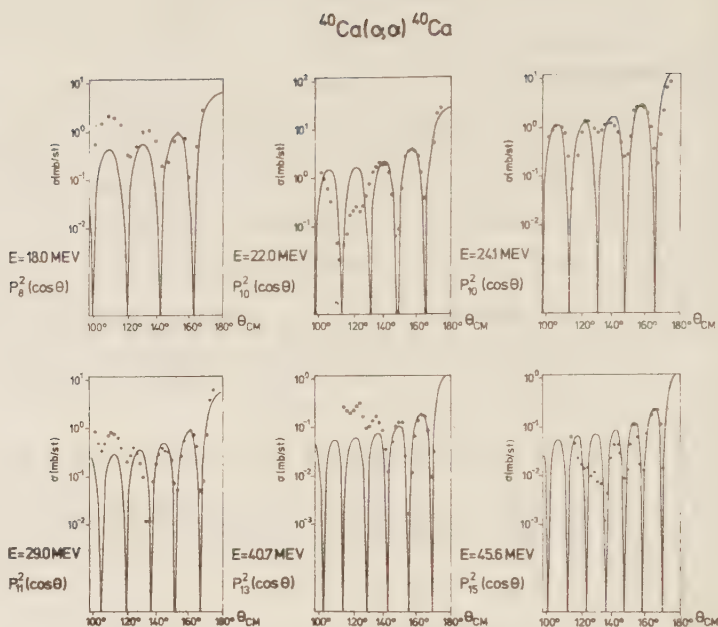
ganzen Energiebereich von 18 - 100 MeV zu beschreiben, wenn man die gesamte Winkelverteilung bis zu großen Winkeln berücksichtigt. Dies ist ein Hinweis darauf, daß die α -Kern-Wechselwirkung komplizierter ist, als ein einfaches Potentialmodell erwarten läßt, und daß die besondere Struktur des Projektils und damit Antisymmetrisierungseffekte zwischen α -Teilchen und Target eine Rolle spielen könnten. Solche Antisymmetrisierungsbeiträge zum Optischen Potential sind natürlich von der speziellen Kernstruktur abhängig und können sowohl Isotopenabhängigkeiten als auch Energieabhängigkeiten enthalten.

Einigermaßen realistische Rechnungen im Rahmen von antisymmetrisierten Theorien sind sehr kompliziert und bisher lediglich für wenige Fälle und unter vereinfachten Annahmen durchgeführt worden (SON 72, FRI 74, LAN 74).

Wie die Rechnungen von Sünkel und Wildermuth für die Systeme $^{16}\text{O}-\alpha$ und $^{18}\text{O}-\alpha$ zeigen, führt eine solche Berücksichtigung des Pauli-Prinzips zu dem beobachteten Isotopeneffekt: Die j^2 -Überschußneutronen des ^{18}O führen zu einer Reduzierung des bei ^{16}O (α, α) beobachteten anomalen Rückwärtsanstiegs. Gleichzeitig kann in dieser Modellrechnung die experimentell beobachtete Struktur der Winkelverteilung ^{16}O (α, α) in Rückwärtswinkeln (OES 72), die von einer einzigen Partialwelle geprägt wird, gut reproduziert werden.

Ein ähnliches Verhalten beobachtet man auch im Fall der elastischen α -Streuung an ^{40}Ca .

Wie die Abb. 44 zeigt, können die Winkelverteilungen in Rückwärtswinkeln bei allen Energien, meist bis herab zu Winkeln von 120° , durch das Quadrat eines Legendre-Polynoms wiedergegeben werden (Daten: GAU 69, STO 72, SCH 70), d.h. eine resonante Partialwelle L_0 verursacht die Anomalie des Wirkungsquerschnitts.



Vergleich von experimentellen $^{40}\text{Ca}(\alpha, \alpha)$ -Winkel-
Abb. 44 verteilungen in Rückwärtswinkeln mit dem Quadrat
 von Legendre-Polynomen der Ordnung L_0 (Daten:
 GAU 69, SCH 70, STO 72)

Bei Rechnungen mit einem mittleren Optischen Potential (GAU 69, SCH 70) zeigt sich, daß diese in Resonanz befindliche Partialwellen L_0 noch im Bereich der stark absorbierten Partialwellen liegt. Die starke Absorption des Optischen Potentials führt aber stets zur Interferenz mehrerer Partialwellen in der Nähe von $L = K \cdot R$ und damit zu einer weniger stark ausgeprägten Struktur in Rückwärtswinkeln. Eine Erklärung der Anomalie im Rahmen des normalen Optischen Modells scheidet deshalb auch hier, genauso wie bei den leichteren Kernen, aus.

Statische Rechnungen, die Antisymmetrisierungseffekte zwischen α -Teilchen und ^{40}Ca explizit berücksichtigen, wurden in jüngster Zeit von Weiguny, Friedrich und Langanke durchgeführt (FRI 74, LAN 74). Ausgehend von den Schalenmodellwellenfunktionen $\phi_\alpha(\vec{r})$ und $\phi_{\text{Ca}}(\vec{r}_{\text{Ca}})$ wird die antisymmetrisierte Wellenfunktion $\phi(\vec{r})$ des Compoundsystems gebildet:

$$\phi(\vec{r}) = \mathcal{A} \{ \phi_\alpha(\vec{r}) \phi_{\text{Ca}}(\vec{r}_{\text{Ca}}) \}$$

Mit diesen antisymmetrisierten Wellenfunktionen werden dann die Erwartungswerte der Energie berechnet:

$$E^\pm(r) = \langle \phi^\pm(\vec{r}) | H | \phi^\pm(\vec{r}) \rangle / \langle \phi^\pm | \phi^\pm \rangle$$

Dabei sind $\phi^\pm$ Wellenfunktionen zu definierter Parität:

$$\phi^\pm(\vec{r}) = \frac{1}{2} (\phi(\vec{r}) \pm \phi(-\vec{r}))$$

Als effektive Kernwechselwirkung wird die Bl-Wechselwirkung von Brink und Boeker (BRI 67) verwendet.

Zeigt nun die so berechnete Energiefläche $E^\pm(r)$ für $r \approx R_\alpha + R_{\text{Ca}}$ ein Minimum, so kann das Gesamtsystem als " Kernmolekül " existieren.

Da ein solches Kernmolekül einen stark deformierten Zustand darstellt, kann dabei eine Rotationsbande aufgebaut werden. Da die zu einer solchen Rotationsbande gehörigen Zustände eine gut Drehimpulsquantenzahl L haben müssen, werden diese zunächst aus der antisymmetrisierten Wellenfunktion $\phi(\vec{r})$ herausprojiziert und damit die Energieflächen $E_L^\pm(r)$ berechnet. Für große Werte von r nimmt $E_L^\pm(r)$ dabei die Form eines effektiven Potentials an:

$$E_L^\pm(r) \underset{r \rightarrow \infty}{\sim} E^\pm(r) + \frac{\hbar^2 L(L+1)}{2\mu r^2} + \text{const.}$$

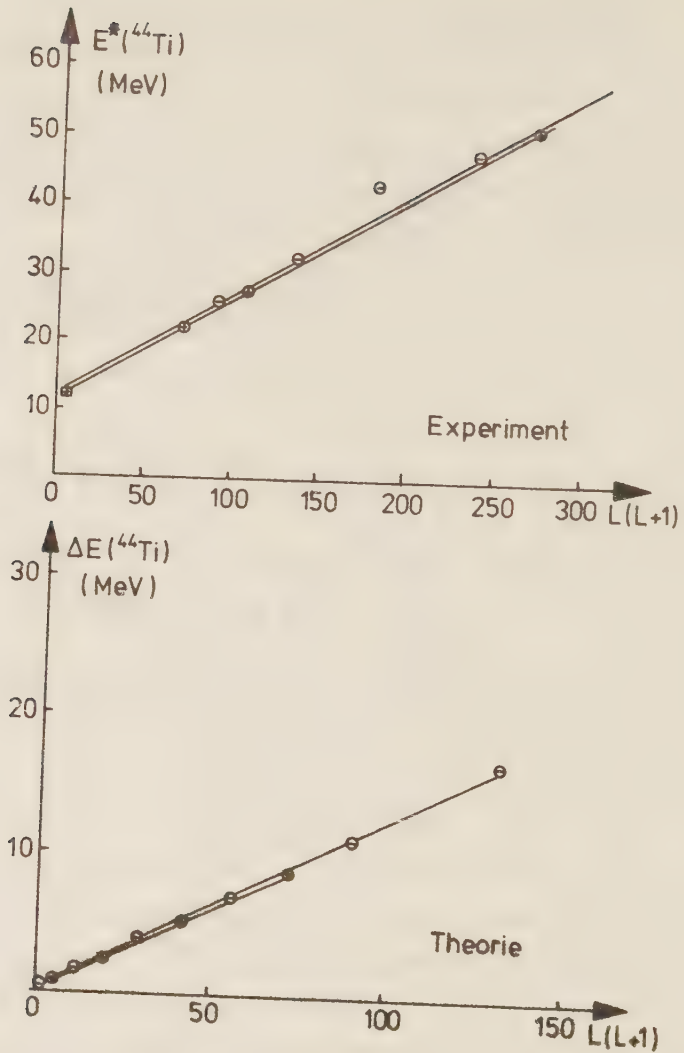


Abb.45

Vergleich der experimentellen Rotationsbande in ^{44}Ti mit der aus Cluster-Rechnungen im Zweizentren-Schalenmodell ermittelten (LAN 74)

Die zugehörige Rotationsbande kann nun aus den Minima der projizierten Energieflächen $E_L^{\pm}(r)$ entnommen werden. Im allgemeinen Fall werden dabei die Banden positiver und negativer Parität aufgespalten.

So liefert z.B. die Rechnung im Falle von α - ^{16}O - in Übereinstimmung mit dem Experiment - eine Aufspaltung von ca. 4.5 MeV zwischen der Bande positiver und negativer Parität.

Ein Zustand kann jedoch, wie aus der Molekülphysik bekannt, nur dann als quasimolekularer Rotationszustand aufgefaßt werden, wenn Zustände positiver und negativer Parität gemeinsam eine Rotationsbande bilden.

Die Ergebnisse der statischen Rechnung für das System α - ^{40}Ca lassen sich wie folgt zusammenfassen:

- i) Die Minima von $E_L^{\pm}(r)$ liegen bei etwa 5 fm
(Zum Vergleich: $R_{\alpha} + R_{^{40}\text{Ca}} \approx 6.5 \text{ fm}$).
- ii) Die Rechnungen geben recht gut das $L(L+1)$ -Gesetz des Rotators wieder. (Steigung $\approx 0.12 \text{ MeV}/\hbar^2$) (Abb. 45),
- iii) Die Banden positiver und negativer Parität sind fast entartet. Die Aufspaltung der beiden Banden beträgt etwa 0.4 MeV (Abb. 45),
- iiii) Für $L > 14$ bricht die Rotationsbande ab (Abb. 45),
(Für $L > 14$ zeigt $E_L^{\pm}(r)$ keine Minima mehr, in denen sich Molekülzustände existieren können. Im einzelnen hängt dieser Wert natürlich von der bei Rechnungen verwendeten Wechselwirkung ab).

Diese Ergebnisse stimmen recht gut mit den experimentell beobachteten Tatsachen überein. Trägt man nämlich die Drehimpulsquantenzahl L_0 der die Struktur des Wirkungsquerschnitts in Rückwärtswinkeln bestimmenden Partialwellen in einer $L(L+1)$ -Skala gegen die Anre-

gungsenergie des Compoundsystems ^{44}Ti ab, so ergibt sich in recht guter Näherung ein linearer Zusammenhang bei einer Steigung von ca. $0.14 \text{ MeV}/\hbar^2$ (Abb. 45).

Aus dem Streuverhalten in Rückwärtswinkeln kann auf Resonanzen zwischen $L_0 = 8$ und $L_0 = 16$ geschlossen werden. Messungen der α -Streuung bei 49.5 MeV und 65.6 MeV und höhere Energien (STÖ 72, EIC 74, LÜH 74) deuten darauf hin, daß die beobachtete Rotationsbande mit etwa $L_0 = 16$ abbricht: Während die Winkelverteilung bei 49.5 MeV noch klar durch die ($L = 16$)-Partialwelle geprägt ist, verläuft der Wirkungsquerschnitt für $E_\alpha = 65.6 \text{ MeV}$ und alle höheren Energien in Rückwärtswinkeln ziemlich strukturlos.

Auch hier zeigen also die Rechnungen eine hinreichende Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen.

Um nun die Vorstellung zu testen, daß das System α - ^{40}Ca ein quasimolekularer Rotationszustand bildet, wäre es wichtig, auch niedrigliegende Zustände mit kleinem L nachzuweisen. In der Tat konnte kürzlich bei Messungen der elastischen α -Streuung im Energiebereich zwischen 6 und 10 MeV nach Mittelung über Fluktuationen eine 2^+ -Resonanz bei $E_\alpha = 7.3 \text{ MeV}$ gefunden werden (FRE 74).

Dieser Wert ordnet sich sehr gut in die beobachtete $L(L+1)$ -Abhängigkeit ein (Abb. 45, Quadrat).

Verbindet man nun jeweils nur Punkte mit geraden bzw. ungeraden L -Werten, so kann man auf eine geringe Aufspaltung - etwa 0.6 MeV - der Rotationsbande in eine Bande positiver und negativer Parität schließen.

Insgesamt betrachtet, stützen also die beobachteten $L(L+1)$ -Abhängigkeit der Resonanzen und die fast entarteten Rotationsbanden zu negativer und positiver Parität die Vorstellung von einem

quasimolekularen Rotationszustand des α - ^{40}Ca -Systems.

Daraus ergibt sich nun sofort die Frage, ob diese hochliegenden, ungebundenen Rotationszustände im ^{44}Ti auch durch andere Reaktionen, etwa durch eine α -Transferreaktion an ^{40}Ca , bevölkert werden können.

Insbesondere: Kann der ($L=0$)-Bandenkopf, dessen Lage nur schwer durch Messung der elastischen α -Streuung bestimmt werden kann, in einer solchen Transferreaktion angeregt werden?

Strohbusch et al. (STRO 74) beobachteten auch in einer ($^6\text{Li}, d$)-Messung an ^{40}Ca ($E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$) einen stark bevölkerten Zustand bei $E_x = 8.54 \text{ MeV}$, dem sie aufgrund der Winkelverteilung den Spin 0^+ zuordnen. Dieser Zustand, der einen etwa achtfach größeren spektroskopischen Faktor als der Grundzustandsübergang hat, wurde dabei als möglicher Kandidat für den Bandenkopf in Betracht gezogen. Dieser Zustand liegt jedoch bei einer weit geringeren Anregungsenergie, als man aus der Extrapolation der Rotationsbande erwarten würde. Die Lage der kürzlich gemessenen 2^+ -Resonanz bei $E_\alpha = 7.3 \text{ MeV}$ läßt nämlich zusammen mit den höheren Zuständen der Rotationsbande auf einen ($L = 0^+$)-Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von $E_x = 11.4 \text{ MeV}$ im ^{44}Ti schließen.

Um nun nach einem möglichen Kandidaten für den Bandenkopf in diesem Bereich der Anregungsenergie zu suchen, wurde die α -Transferreaktion ($^6\text{Li}, d$) zu hochangeregten Zuständen in ^{44}Ti untersucht. Da diese Reaktion nur einen kleinen Wirkungsquerschnitt erwarten ließ (einige $\mu\text{barn/st}$), bot sich eine Messung mit dem Quadrupolspektrometer an, die dann gleichzeitig auch einen Funktionstest für dieses im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Spektrometer darstellt (s. S. 87).

4) Messung der Reaktion $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li}, d)$ bei $E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$ mit dem
Quadrupolspektrometer

1) Experimentelle Technik

Die Messungen wurden mit dem im Rahmen dieser Arbeit aufgebauten Quadrupolspektrometer durchgeführt.

Um anhand der Winkelverteilung Rückschlüsse auf den Spin der angeregten Zustände ziehen zu können, wurden Spektren zwischen 15° und 40° in 5° Abständen aufgenommen.

Diese Messungen über einen größeren Winkelbereich erlaubten dann auch gleichzeitig eine Identifizierung von Zuständen aufgrund ihrer kinematischen Verschiebung mit dem Beobachtungswinkel. Dies war insofern besonders wichtig, als nach neuen hochangeregten Zuständen in ^{44}Ti gesucht werden sollte, und bekannt war, daß bereits geringste Verunreinigungen von ^{16}O und ^{12}C im Target wegen des bei leichten Kernen wesentlich größeren α -Transferwirkungsquerschnitts zu starken Linien im Deuteronenspektrum führen. Als Targetmaterial wurde isotonenreines ^{40}Ca (99,96 %) verwendet. Die Dicke des auf eine dünne Goldfolie ($\approx 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) aufgedampften Targets betrug $126 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ($\pm 5\%$). Durch Aufbewahrung des Targets in Vakuum und die Ausführung notwendiger Manipulationen (Wägung, Transport, Einbau in die Streukammer) unter Argonatmosphäre wurde versucht, die Oxydation des Calciums möglichst zu verhindern. Dies konnte jedoch, wie das Spektrum zeigt, nicht ganz unterbunden werden.

Um die von der Reaktion $^{16}\text{O} (^6\text{Li}, d)^{20}\text{Ne}$ herrührenden Zustände im Deuteronenspektrum klar identifizieren zu können, wurden deshalb zum Vergleich bei allen Winkeln auch ($^6\text{Li}, d$)-Messungen mit einem Si O_2 -Target durchgeführt.

Zum Nachweis der verschiedenen Reaktionsprodukte wurde ein (Δ E-E)-Teleskop benutzt.

Die Dicke des verwendeten Δ E-Detektors (Si-Oberflächensperrschicht-Detektor) betrug 474μ , die des E-Detektors (Li-gedrifteter Si-Detektor) 5 mm. Aufgrund der Dicke des Δ E-Detektors konnten mit dem Teleskop nur Protonen, Deuteronen und Tritonen nachgewiesen werden; alle schweren Teilchen wurden bereits im Δ E-Zähler gestoppt. Die untere Nachweisgrenze des Teleskops für Deuteronen lag bei etwa $E_d = 11 \text{ MeV}$.

Die experimentell erreichte Energieauflösung betrug aufgrund des Targetstragglings, des endlichen Akzeptanzwinkels des Spektrometers (ca. 2 Grad) und der im Vergleich zu Oberflächensperrschichtzählern schlechten Auflösung Li-gedrifteter-Detektoren (ca. 80 keV) insgesamt etwa 120 keV.

Die Impulse wurden mit PDP 8/PDP 10 - Online-Systeme analysiert und die Teilchen nach Reichweitentabellen identifiziert (OMA 74).

Da nicht nur speziell nach dem Bandenkopf bei ca. 11 MeV Anregungsenergie, sondern allgemein nach niedrigliegenden Mitgliedern der Rotationsbande gesucht werden sollte, wurden die Gradienten des Quadrupolspektrometers so gewählt, daß Deuteronen, die den Endkern ^{44}Ti in einem hypothetischem Anregungszustand mit $E_x = 13 \text{ MeV}$ zurückgelassen haben, den maximalen Raumwinkel des Spektrometers sehen. Da die magnetische Steifigkeit R_o dieser Deuteronen aufgrund der Änderung der kinetischen Energie vom Beobachtungswinkel abhängt, mußten hierzu die Feldgradienten der Linsen entsprechend geändert werden, um jeweils gleiche Fokussierungsbedingungen zu gewährleisten.

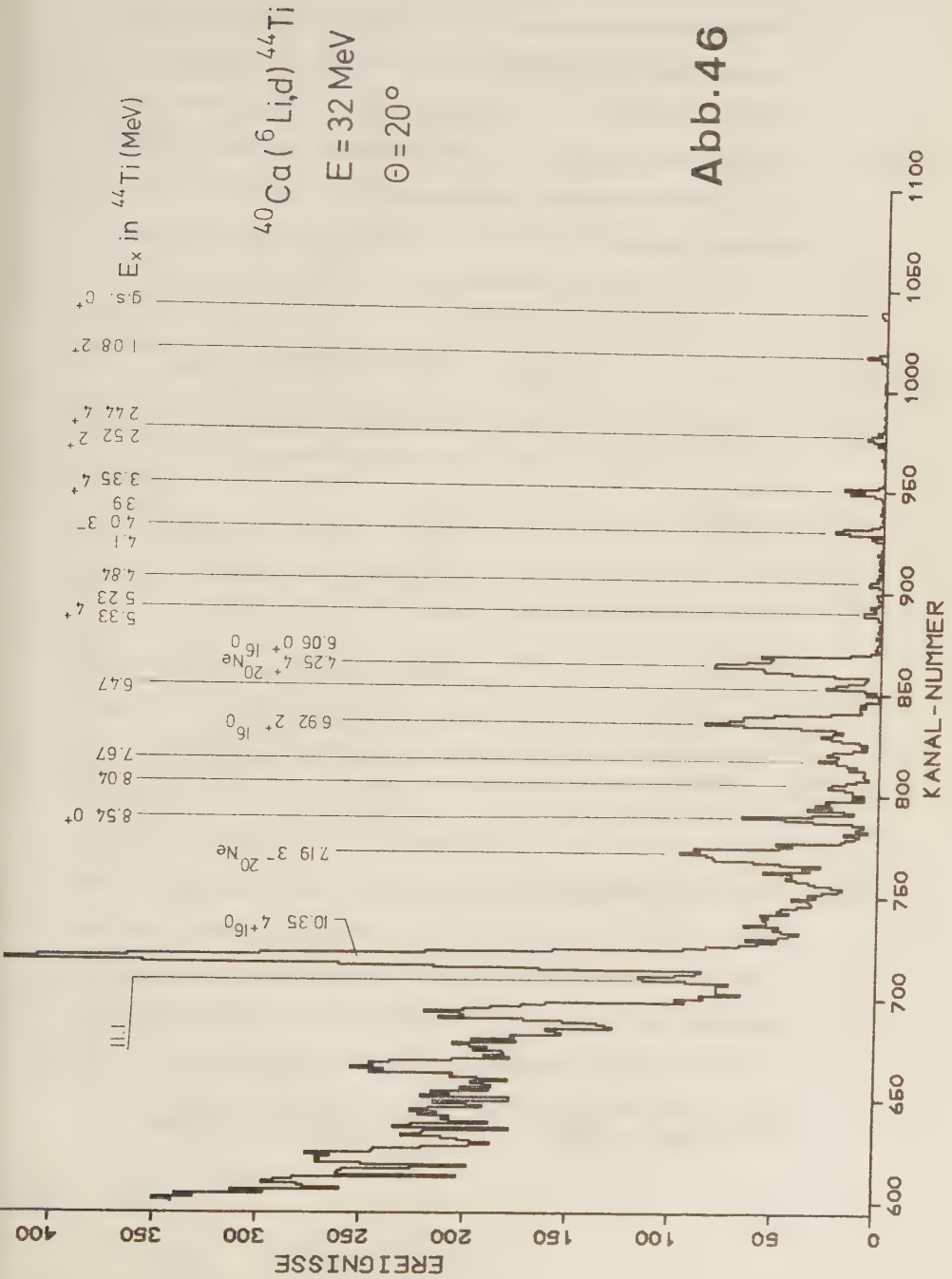
Die Transmissionsfunktion des Quadrupolspektrometers wurde im gleichen Experiment bestimmt (s. S.87). Für die Berechnung von Wir-

kungsquerschnitten wurde jeweils der aus der experimentellen Transmissionsfunktion interpolierte Raumwinkel herangezogen. Die Größe des Strahlflecks war durch die letzte Blende des Kollimators auf einen Durchmesser von 2 mm festgelegt. Alle geometrischen Abmessungen des experimentellen Aufbaus entsprechen den in Parametersatz A (s. S.82) angegebenen Werten.

2) Ergebnis der ^{40}Ca ($^6\text{Li},d$)-Messung

Abb. 46 zeigt einen Ausschnitt des bei einem Laborwinkel von 20° mit dem Quadrupolspektrometer aufgenommenen Deuteronenspektrum. Alle auch aus früheren Messungen (STR 74) bekannten Anregungszustände in ^{44}Ti bis zu $E_x = 8.54$ MeV konnten eindeutig identifiziert werden. Aufgrund der defokussierenden Wirkung der Linse ist jedoch, entsprechend ihrer Einstellung (s. S.114), die Zählrate für hohe Deuteronenenergien (niedrige Anregungsenergie in ^{44}Ti) im Vergleich zu einem " Normalspektrum " (s. S.89) stark reduziert. Wie man sieht, sind die von leichten Targetverunreinigungen herrührenden Linien wegen des wesentlichen größeren Wirkungsquerschnitts sehr stark. Der vom Lithium-Aufbruch am Gold-Backing des Targets herrührende und mit geringer werdender Deuteronenenergie rapide ansteigende Untergrund erschwert insbesondere die Suche nach hochangeregten Zuständen im ^{44}Ti und führt infolge der Unsicherheit in der Untergrundsubtraktion zu großen Fehlern im Wirkungsquerschnitt. Die im folgenden aufgeführten Fehler sind wesentlich durch diese Unsicherheit bedingt und nicht etwa durch sonstige experimentelle Ungenauigkeiten (z.B. Fehler des experimentelle bestimmten effektiven Raumwinkels) hervorgerufen.

Abb.46



So zeigt z.B. ein Vergleich dieser Messung mit der Messung von Strobusch et al. (STR 74), die mit einem hochauflösenden Magnetspektrometer durchgeführt wurde, für den bei einer Anregungsenergie von $E_x = 8.54$ MeV gefundenen 0^+ -Zustand im Rahmen der experimentellen Fehler gute Übereinstimmung. Ein Vergleich ist allerdings nur für drei der gemessenen Winkel möglich, da in allen anderen Fällen eine Abtrennung von durch Targetverunreinigungen hervorgerufenen Linien unmöglich war.

Θ_{cm}	$d\sigma/d\Omega$ (μ b/st) $^{40}\text{Ca} (^6\text{Li}, d) ^{44}\text{Ti}, E_x = 8.54 \quad 0^+$		
	aus (STR 74) ⁺	diese Messung	Fehler
21.8	71	66	± 10
27.2	33	38	± 4
32.6	16	17	± 5

Aus der Extrapolation der quasimolekularen Rotationsbande sollte der Bandenkopf bei einer Anregungsenergie von ungefähr 11 MeV im ^{44}Ti liegen. In der Tat konnte in dieser Messung ein Zustand bei (11.1 ± 0.1) MeV im ^{44}Ti gefunden werden. Daß es sich hierbei tatsächlich um einen Zustand im ^{44}Ti und nicht etwa um eine durch Targetverunreinigungen hervorgerufene Linie handelt, konnte auf zweifache Weise sichergestellt werden. Die kinematische Verschiebung der Linie mit dem Beobachtungswinkel folgt im gemessenen Winkelbereich zwischen 15° und 40° klar der Kinematik eines solchen Zustandes. Bei einer experimentellen Auflösung von ca. 120 keV

⁺ Die Daten wurden der graphischen Darstellung entnommen.

und der aufgrund der vielen bekannten Zustände eindeutig möglichen Eichung des Spektrums (max. Abweichung bei linearer Eichung ca. 60 keV) betragen die maximalen Abweichungen zwischen den Kinematikrechnung und der Lage dieser Linie im Spektrum ca. 0.1 MeV. Falls es sich bei dem gefundenen Zustand um einen hochangeregten Zustand in ^{20}Ne oder ^{16}O handeln würde, wäre eine Identifikation durch die bei diesen leichten Kernen viel stärkere kinematische Verschiebung möglich gewesen. In den jeweils zur Kontrolle mitgemessenen ^{20}Ne -Spektren (s. S.113) konnte ein solcher Zustand auch nicht gefunden werden. Ein ^{12}C ($^6\text{Li,d}$)-Spektrum (BETH 70), das bei gleicher Energie und bei gleichen Winkeln aufgenommen wurde, zeigt ebenfalls keinen Zustand dieser Anregungsenergie.

Dies alles stützt die Annahme, daß es sich bei dem gefundenen Zustand tatsächlich um einen Zustand in ^{44}Ti mit einer Anregungsenergie von 11.1 MeV handelt. Nun erhebt sich natürlich sofort die Frage, ob es sich bei diesem Zustand um den bei etwa dieser Anregungsenergie vermuteten Kopf der Rotationsbande handelt. Seine Lage stimmt recht gut mit der aus dem Verlauf der Rotationsbande für höhere L-Werte extrapolierten Bandenkopfenergie von 11.4 MeV überein (s. S.109).

Will man diesen Zustand aber als Bandenkopf auffassen, so muß man ihm gleichzeitig noch den Spin 0^+ zuordnen können. Oblicherweise vergleicht man dazu die gemessenen Winkelverteilung mit DWBA-Rechnungen. Da jedoch in ^{44}Ti die Schwelle für α -Zerfall bei einer Anregungsenergie von 5.12 MeV liegt, ist der Zustand bei 11.1 MeV stark ungebunden und die DWBA-Methoden nicht mehr anwendbar.

Trotzdem führten Strobusch et al. (STR 74) DWBA-Rechnungen für den α -Transfer zum Zustand bei $E_x = 8.54$ MeV durch und ordnen ihm aufgrund der Winkelverteilung den Spin 0^+ zu. Um nun zu einer Aussage über den Spin des Zustandes bei $E_x = 11.1$ MeV zu kommen, sollen die Werte des Wirkungsquerschnitts bei verschiedenen Winkeln mit denen des 0^+ -Zustandes bei 8.54 MeV und eines 2^+ -Zustandes bei 2.52 MeV verglichen werden.

Nur für die unten angegebenen Winkel konnte der Zustand bei 11.1 MeV vom 4^+ -Zustand in ^{16}O bei 10.35 MeV getrennt werden.

Θ_{cm}	$\frac{d\sigma}{d\Omega} (\mu\text{b/st})$ $^{40}\text{Ca}(^6\text{Li},d)$ $E_{\text{Li}} = 32$ MeV			Fehler
	$E_x = 8.54$ 0^+ (STR 74)	$E_x = 2.52$ 2^+ (STR 74)	$E_x = 11.1$ (diese Arbeit)	
16.4	58	28	70	+ 28 - 12
21.8	71	16	28	+ 10 - 6
32.6	16	8.5	13	+ 4 - 4
43.6	15	5	19	+ 5 - 8

Anhand des Vergleichs der Wirkungsquerschnitte bei diesen Winkeln ist eine eindeutige Spinzuzuordnung nicht möglich. Die Daten sind jedoch mit einer 0^+ -Winkelverteilung vereinbar.

Wie man sieht, haben die Wirkungsquerschnitte für die Anregung des Zustandes bei 8.54 MeV und bei $E_x = 11.1$ MeV etwa die gleichen Größenordnungen und gehören damit zu den am stärksten angeregten Zuständen in ^{44}Ti .

Infolge des hohen Untergrundes konnten die vermuteten höheren Zuständen der Rotationsbande nicht identifiziert werden. Alles in allem erscheint es also möglich, daß es sich bei dem bei einer Anregungsenergie von $E_x = 11.1$ MeV gefundenen Zustand um den vermuteten Bandenkopf handelt.

Schlußbemerkung

Die Tatsache, daß der Zustand bei $E_x = 11.1$ MeV in ^{44}Ti zu den in der α -Transferreaktion ($^6\text{Li}, d$) am stärksten bevölkerten Zuständen gehört, ist umso bemerkenswerter, als dieser Zustand weit im Kontinuum und damit in einem Gebiet hoher Zustandsdichte liegt.

Dies stützt die Vermutung, daß es sich hierbei um einen Zustand mit besonderer α -Struktur handelt.

Obwohl für diesen hochangeregten Zustand nur der Alpha- und der Protonenkanal als Teilchenzerfallskanäle offenstehen, fällt auf, daß seine Zerfallsbreite so gering ist, daß die Linie im Spektrum - bei einer experimentellen Auflösung von 120 keV - nicht verbreitert erscheint.

Es wäre nun interessant, aus Messungen mit besserer Energieauflösung etwas über die Breite dieses Zustandes zu erfahren und das Ergebnis mit mikroskopischen antisymmetrisierten Rechnungen für das System α - ^{40}Ca zu vergleichen, die zur Zeit durchgeführt werden (WEIG 74).

Eine weitere Suche nach hochliegenden Rotationszuständen durch

α -Transferreaktionen wie ($^6\text{Li}, d$) und ($^7\text{Li}, t$), auch an anderen Kernen, bei denen Anomalien in der elastischen α -Streuung beobachtet wurden, mit dem Quadrupolspektrometer erscheint aufgrund des großen Raumwinkels dieses Instruments besonders erfolgversprechend.

Verzeichnis der Abbildungen

Abb. 1	Oberblick über den Aufbau des Meßplatzes	8
Abb. 2	Querschnitt der Bandkammer	9
Abb. 3	Dichtung des gleitenden Bandes	10
Abb. 4	Aufriß der Bandkammer	13
Abb. 5	Querschnitt durch das drehbare Blendensystem	16
Abb. 6	Schematischer Aufbau des Vakuumsystems	17
Abb. 7	Aufbau des Quadrupolspektrometers	19
Abb. 8	Benennung der Längen und Transportmatrizen des Quadrupolspektrometers	29
Abb. 9	Vom Schlitzsystem akzeptierter Phasenraum und die Ortskoordinaten des Bildes	36
Abb. 10	Streuung des Raumwinkels bei Rechnungen mit verschiedenen Sätzen von Zufallszahlen	37
Abb. 11	Projektion der Teilchenbahnen von Target bis Detektor in die (x-y)-Ebene	39
Abb. 12	Diagramm zur Bestimmung der Linsenparameter für die Punkt-zu-Punkt-Abbildung	41
Abb. 13	Vergrößerung des Spektrometers bei Punkt-zu-Punkt-Abbil- dung	43
Abb. 14	Transmissionsfunktion	46
Abb. 15	Die effektive Länge eines Quadrupolsingletts	47
Abb. 16	Abhängigkeit der Transmissionsfunktion von der effektiven Länge des Singletts	49
Abb. 17	Transmissionsfunktion bei Wahl versch. Sätze von Linsen- parametern k_1^0 und k_2^0	50
Abb. 18	Transmissionsfunktion bei Wahl versch. Sätze von Linsen- parametern k_1^0 und k_2^0	51
Abb. 19	Einfluß der Strahlfleckgröße auf die Transmissionsfunktion	54
Abb. 20	Einfluß der Strahlfleckgröße auf die Transmissionsfunktion	55
Abb. 21	Einfluß der Strahlfleckversetzung auf die Transmissionsf..	56
Abb. 22	Einfluß der Strahlfleckversetzung auf die Transmissionsf..	57

Abb. 23	Transmissionsfunktion bei verschiedenen Schlitzöffnungen ..	58
Abb. 24	Transmissionsfunktion bei verschiedenen Schlitzöffnungen ..	59
Abb. 25	Abhängigkeit des maximalen Raumwinkels von der Öffnung des Schlitzsystems	60
Abb. 26	Strahlprofil nach dem Quadrupolspektrometer längs der x-Achse für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0	63
Abb. 27	Strahlprofil nach dem Quadrupolspektrometer längs der y-Achse für Teilchen der magnetischen Steifigkeit R_0	64
Abb. 28	Strahlprofil nach dem Quadrupolspektrometer für Teilchen der magnetischen Steifigkeit $R = 1.4 R_0$	65
Abb. 29	Transmissionsfunktion bei Ausblendung von Teilchen mit Lochblende nach dem 2. Singlett	67
Abb. 30	Transmissionsfunktion bei Ausblendung von Teilchen mit Lochblende nach dem 2. Singlett	68
Abb. 31	Transmissionsfunktion bei Ausblendung des zentralen Strahls durch Kreisscheibe nach dem 2. Singlett	69
Abb. 32	Transmissionsfunktion bei Ausblendung des zentralen Strahls durch Kreisscheibe vor dem 1. Singlett	70
Abb. 33	Transmissionsfunktion bei Ausblendung von Teilchen mit Kreisscheibe vor dem 1. Singlett und Lochblende nach dem 2. Singlett	71
Abb. 33 a	Teilchentrennung bei Ausblendung von Teilchen durch Kreisscheibe vor dem 1. Singlett	76
Abb. 34	Verteilung der Bahnlängen von Target bis Detektor	80
Abb. 35	Sichtflansch mit Leuchstofffolie	86
Abb. 36	Vergleich der mit und ohne Quadrupolspektrometer gemessenen ^{40}Ca ($^6\text{Li}, d$)-Spektren	89
Abb. 37	Vergleich der mit und ohne Quadrupolspektrometer gemessenen ^{40}Ca ($^6\text{Li}, p$)-Spektren	90
Abb. 38	Vergleich der mit und ohne Quadrupolspektrometer gemessenen Teilchenspektren	91
Abb. 39	Vergleich der experimentellen mit der berechneten Transmissionsfunktion	94
Abb. 40	Ausschnitt aus der Nuklidkarte	96
Abb. 41	^{40}K (α, α')-Winkelverteilung bei 24.1 MeV	102

Abb. 42	Vergleich der $^{40}\text{Ca} (\alpha, \alpha^-)$ -, $^{39}\text{K} (\alpha, \alpha^-)$ -, $^{40}\text{K} (\alpha, \alpha^-)$ - und $^{41}\text{Ca} (\alpha, \alpha^-)$ -Winkelverteilungen ..	104
Abb. 43	Isotopenabhängigkeit der Anomalie der elastischen α -Streuung	103
Abb. 44	Vergleich von experimentellen $^{40}\text{Ca} (\alpha, \alpha^-)$ -Winkel- verteilungen in Rückwärtswinkeln mit dem Quadrat von Legendre-Polynomen	107
Abb. 45	Vergleich der experimentellen mit der theoretisch berechneten Rotationsbande in ^{44}Ti	109
Abb. 46	$^{40}\text{Ca} (^6\text{Li}, d)$ -Spektrum; $E_{\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$, $\theta = 20^\circ$	116

Literaturverzeichnis

- AGA 73 D. Agassi, N.S.Wall
Phys.Rev. C 7 (1973) 1368
- ARE 74 Apell, Gemeinhardt, Stock, Betts, Hansen, Sperduto,
Fuchs, Santo
Preprint 1974, Universität Marburg
- BAN 66 A.P. Banford
" The Transport of Charged Particle Beams ".
Spon Ltd., London 1966
- BAU 72 L. Baum
Diplomarbeit, München 1972
- BET 72 H.D. Betz
Rev. of Mod. Phys. 44 (1972) 465
und private Mitteilung
- BET 74 H.D. Betz
private Mitteilung, Universität München 1972
- BETH 72 K. Bethge
Rev. of Mod. Phys. (1972)~255
- BUD 65 A. Budzanowski et al.
Phys. Lett. 16 (1965) 135
- BUD 66 A. Budzanowski et al.
Cracow Inst. of Nucl. Phys. Rep. 502/P1. 1966
- BUD 68 A. Budzanowski et al.
Cracow Inst. of Nucl. Phys. Report 1968

- BUD 69 A. Budzanowski et al.
Nuc1. Phys. A 126 (1969) 369
- BUDZ 68 A. Budzanowski et al.
Nuc1. Phys. A 117 (1968) 509
- BUS 74 F. Busch
Diplomarbeit, München 1974
- BRI 67 D.M. Brink, E. Boeker
Nuc1. Phys. A 91 (1967) 1
- EBE 70 K.A. Eberhard
Phys. Lett. 33 B (1970) 343
- EIC 74 H. Eickhoff
Diplomarbeit, Münster 1974
- FRE 74 D. Frekers
Diplomarbeit, Universität Münster 1975
- FRI 74 H. Friedrich, K. Langanke, A. Weiguny, R. Santo
Preprint 1974, Universität Münster
- GAU 69 G. Gaul
Diplomarbeit, Heidelberg 1969
- GEL 70 K. Gelbke
Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1970
- GLS 69 G. Gaul, H. Lüdecke, R. Santo et al.
Nuc1. Phys. A 137 (1969) 177
- GRE 70 R.E.L. Green
Thesis 1970, University of Colorado
- GRE 71 R.E.L. Green
Nuc1. Inst. and Meth. 94 (1971) 93
- GRU 66 C.R. Gruhn, N.S.Wall
Nuc1. Phys. A 81 (1966) 161
- HEF 67 H. Hefe1e
Diplomarbeit, Heidelberg 1967

KRA	73	Proceedings of the 1st Louvain-Cracow Seminar, Nov. 1973
LAN	74	K. Langanke Diplomarbeit 1974, Universität Münster
LEG	74	J. Lega, P.C. Macq Nucl. Phys. A 128 (1974) 429
LÖH	74	H. Löhner Diplomarbeit 1974, Universität Münster
LÖD	69	H.J. Lüdecke Dissertation 1969, Universität Heidelberg
MAR	72	Symposium Marburg 1972 " Four Nucleon Correlations + Alpha-Rotator-Structure "
MAT	74	E. Mathiak Dissertation, Universität München (in Vorbereitung)
NOB	71	J. Noble, A. Coelho Phys. Rev. C 3 (1971) 840
MCF	66	L. McFadden, G.R. Satchler Nucl. Phys. A 84 (1966) 177
MCV	70	K.W. McVoy Phys.Rev. C 3 (1970) 465
MCV	71	K.W. McVoy Phys. Rev. C 3 (1971) 1104
OES	69	H. Oeschler Diplomarbeit 1969, Universität Heidelberg
OES	72	H. Oeschler Dissertation 1972, Universität Heidelberg

OMA	74	Online-Manual Beschleunigerlabor Garching 1974
OSF	72	H. Oeschler, H. Schröter, H. Fuchs, L. Baum, G. Gaul, H. Lüdecke, R. Santo, R. Stock Phys. Rev. Lett. 28 (1972) 694
PUT	74	L.W. Put, A.M.J. Paans Preprint 1974, Universität Groningen
RIN	72	A.S. Rinat Phys. Lett. 38 B (1972) 281
SCH	70	H. Schmeing Dissertation 1970, Universität Heidelberg
SCN	70	Nancy Schmeing Nucl. Phys. A 142 (1970) 449
STE	65	K.G. Steffen " High Energy Beam Optics " J. Wiley + Sons, 1965
STO	72	R. Stock, G. Gaul, R. Santo et al. Phys. Rev. C 6 (1972) 1226
STR	74	U. Strohbusch et al. Phys. Rev. C 9 (1974) 965
SON	72	W. Sünkel, K. Wildermuth Phys. Lett. 41 B (1972) 439
WEI	74	A. Weidinger private Mitteilung, Universität München
WEIG	74	A. Weiguny Vortrag Winterschule Schleching 1974 und private Mitteilung

Diese Arbeit wurde an der Fakultät für Physik,
Abteilung Kernphysik, der Universität München
durchgeführt.

Herrn Prof. U. Meyer-Berkhout danke ich für sein
förderndes Interesse und für die guten Arbeitsbe-
dingungen im Institut.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. Santo.
Durch seine fortwährende Diskussionsbereitschaft
und durch zahlreiche Anregungen hat er maßgeblichen
Anteil am Gelingen dieser Arbeit.

Weiterer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. W. Hering,
Herrn Dr. H. Rossner, Herrn Dipl.Phys. L. Baum und
Herrn Dipl.Phys. F. Busch für klärende Diskussionen
und tatkräftige Hilfe.

Lebenslauf

Gerhard Gaul

- | | |
|---------------|---|
| 9. Mai 1944 | geboren als Sohn des Malermeisters Alfred Gaul und dessen Ehefrau Käthe, geb. Pollich, in Heidelberg |
| 1950 - 1956 | Besuch der Volksschule in Heidelberg |
| 1956 - 1960 | Besuch der Mittelschule in Heidelberg |
| 1960 | Abschluß der Mittelschule mit der Mittleren Reife |
| 1960 | Obertritt in die Untersekunda des Helmholtz-Gymnasiums Heidelberg |
| 2. März 1964 | Abitur am Helmholtz-Gymnasium |
| 28. Apr. 1964 | Beginn des Studiums der Physik an der Universität Heidelberg |
| 1967 | Ablegung der Diplomprüfung an der Universität Heidelberg |
| 1968 - 1970 | Diplomarbeit am Max-Planck-Institut für Kernphysik in Heidelberg
Thema: " Anomalien in der elastischen Streuung von α -Teilchen an Kalium- und Calcium-Isotopen " |
| Febr. 1970 | Diplom-Physiker-Hauptprüfung an der Universität Heidelberg |
| März 1970 | Doktorand an der Sektion Physik, Abteilung Kernphysik, der Universität München |

